537
Т31

Р. В. ТЕЛЕСНИН и В. Ф. ЯКОВЛЕВ

КУРС ФИЗИКИ

электричество

16438

UNREGISTERED COPY OF SCANPAPYRUS

2-е ИЗДАНИЕ, ПЕРЕРАБОТАННОЕ

Утверждено
Министерством просвещения РСФСР
в качестве учебного пособия
для физико-математических факультетов
педагогических институтов

ИЗДАТЕЛЬСТВО «ПРОСВЕЩЕНИЕ» МОСКВА · 1970

537
Т31

UNREGISTERED COPY OF SCANPAPYRUS

Телеснин Р. В. и Яковлев В. Ф.

Т31 Курс физики. Электричество. 2-е изд., переработ. Учебное пособие для физ.-мат. фак-тов пед. ин-тов. М., «Просвещение», 1969.

488 с. с илл. 100 000 э. 1 р.

В пособии излагается классическая теория стационарных и переменных электрических и магнитных полей, рассматриваются вопросы прохождения электрического тока в газах, жидкостях и твердых телах; свойства полупроводников и их применение.

Второе издание книги значительно переработано и дополнено, в нем учтены достижения науки и техники за последние годы, материал излагается в Международной системе единиц СИ.

Пособие может быть использовано также студентами-заочниками технических вузов при изучении курса электричества и учителями средней школы при подготовке к занятиям.

537

2-3-6

БЗ №37-70-№ 20

ОГЛАВЛЕНИЕ

Предисловие ко второму изданию 9
Введение 10

Глава I

Электрическое поле

§ 1. Основные электрические явления 18
§ 2. Закон Кулона 20
§ 3. Единицы измерения электрического заряда 22
§ 4. Электрическое поле. Напряженность электрического поля 25
§ 5. Напряженность результирующего электрического поля 26
§ 6. Линии напряженности поля 27
§ 7. Потенциал электрического поля 30
§ 8. Работа перемещения заряда в электрическом поле 32
§ 9. Соединение с Землей 36
§ 10. Измерение напряжений 37
§ 11. Потенциал результирующего поля 38
§ 12. Эквипотенциальные поверхности. Градиент потенциала и напряженность поля . . . . . —
§ 13. Поле точечного заряда 41
§ 14. Поле диполя и взаимодействие диполей 43
§ 15. Диполь в электрическом поле 45
§ 16. Поле произвольно распределенных электрических зарядов 48
§ 17. Вектор электрической индукции 51
§ 18. Теорема Остроградского—Гаусса 52
§ 19. Приложения теоремы Остроградского—Гаусса 55
§ 20. Определение элементарного заряда 60
§ 21. Проводники в электрическом поле 63
§ 22. Электрофор 67
§ 23. Распределение зарядов на поверхности проводника. Роль острия . 68
§ 24. Электростатический генератор 70
§ 25. Электрофорная машина 71

UNREGISTERED COPY OF SCANPAPYRUS

Глава II

Электроемкость

§ 26. Электроемкость 74
§ 27. Примеры вычисления емкости конденсаторов 76
§ 28. Соединение конденсаторов 78
§ 29. Устройство конденсаторов 80
§ 30. Различные типы электрометров 81
§ 31. Измерение электрических величин 83
§ 32. Энергия системы зарядов. Энергия электрического поля 86

Глава III

Диэлектрики

§ 33. Поляризация диэлектриков 91
§ 34. Электрическое поле в диэлектриках 93
§ 35. Изменение поля на границе двух диэлектриков 95
§ 36. Электрические силы при наличии диэлектриков 97
§ 37. Качественная теория поляризации диэлектриков 100
§ 38. Сегнетоэлектрики 104
§ 39. Пьезоэлектрические явления 105
§ 40. Электреты 108

Глава IV

UNREGISTERED COPY OF SCANPAPYRUS

Постоянный электрический ток

§ 41. Условия возникновения тока 109
§ 42. Величина тока. Единица силы тока 110
§ 43. Напряжение и электрическое поле на участке цепи 112
§ 44. Действия электрического тока 114
§ 45. Измерение силы тока 115
§ 46. Измерение величины заряда 117
§ 47. Закон Ома для участка цепи 119
§ 48. Сопротивление проводников 121
§ 49. Зависимость сопротивления от температуры 122
§ 50. Последовательное и параллельное соединение проводников . . . 124
§ 51. Дополнительные сопротивления и шунты измерительных приборов . 126
§ 52. Работа и мощность постоянного тока. Закон Джоуля—Ленца . . 127
§ 53. Применение теплового действия тока 128
§ 54. Закон Ома для замкнутой цепи. Э. д. с. 130
§ 55. Напряженность поля сторонних сил 134
§ 56. Напряжение сопротивления 135
§ 57. Законы Кирхгофа 136
§ 58. Применение законов Кирхгофа 140
§ 59. Зарядка и разрядка конденсатора 144
§ 60. Коэффициент полезного действия источника э. д. с. и линии передачи энергии 147
§ 61. Дифференциальная форма законов Ома и Джоуля—Ленца . . . 149

Глава V

Электрический ток в электролитах

§ 62. Электролитическая диссоциация молекул в растворах 151
§ 63. Закон разведения Оствальда 155
§ 64. Подвижность ионов. Закон Ома для электролитов 156
§ 65. Электролиз. Вторичные химические реакции 159
§ 66. Законы Фарадея 160
§ 67. Объяснение законов Фарадея. Определение заряда электрона . . 161
§ 68. Электролитическая проводимость твердых тел 163
§ 69. Применение электролиза 164
§ 70. Электролитические конденсаторы 165
§ 71. Электрохимические потенциалы 166
§ 72. Гальванические элементы 169
§ 73. Поляризация гальванических элементов. Деполяризация 171
§ 74. Поляризация при электролизе . . . . . —
§ 75. Аккумуляторы 173
§ 76. Топливные элементы 175

Глава VI

Электрический ток в газах

§ 77. Общие сведения об электропроводности газов 177
§ 78. Подвижность газовых ионов 179
§ 79. Длина свободного пробега электронов в газе 180
§ 80. Ионизация ударом. Вторичная эмиссия электронов. Внутренняя фотоионизация 181
§ 81. Опытное исследование проводимости газов 183
§ 82. Несамостоятельный разряд в газах 184
§ 83. Теория самостоятельного разряда в газах 186
§ 84. Тлеющий разряд. Газоразрядная плазма 189
§ 85. Искровой разряд 193
§ 86. Коронный разряд 195
§ 87. Дуговой разряд 197
§ 88. Молния 199
§ 89. Катодные и каналовые лучи 203

Глава VII

Электрический ток в вакууме

§ 90. Работа выхода 206
§ 91. Термоэлектронная эмиссия 207
§ 92. Ток термоэлектронной эмиссии. Диоды 209
§ 93. Зависимость тока насыщения от температуры катода 210
§ 94. Катоды электронных ламп 212
§ 95. Двухэлектродная лампа как выпрямитель 213
§ 96. Трехэлектродные лампы (триоды) 215

UNREGISTERED COPY OF SCANPAPYRUS

§ 97. Усиление электрических сигналов 218
§ 98. Многосеточные лампы 220
§ 99. Электронный осциллограф 221

Глава VIII

Магнитное поле тока

§ 100. Основные явления. Магнитное поле 225
§ 101. Напряженность магнитного поля тока в вакууме 227
§ 102. Закон Лапласа—Био—Савара 230
§ 103. Действие поля на ток 233
§ 104. Взаимодействие токов. Законы Ампера 235
§ 105. Система единиц СИ 236
§ 106. Система единиц СГСМ 238
§ 107. Магнитное поле в соленоиде 242
§ 108. Контур с током в магнитном поле 243
§ 109. Поле движущегося электрического заряда 246
§ 110. Сила, действующая на заряд, движущийся в магнитном поле (сила Лоренца) 247
§ 111. Движение электрона в электрическом и магнитном полях. Определение отношения заряда электрона к его массе 248
§ 112. Магнитные линзы. Электронный микроскоп 251
§ 113. Конвекционные токи. Опыты Эйхенвальда 253
§ 114. Закон полного тока. Магнитодвижущая сила 255

Глава IX

Магнетики

UNREGISTERED COPY OF SCANPAPYRUS

§ 115. Магнитное поле в магнетиках. Индукция и намагниченность . . . 258
§ 116. Напряженность поля в сплошном однородном магнетике. Физический смысл величин H и B 261
§ 117. Работа перемещения проводника с током в магнитном поле. Поток магнитной индукции 263
§ 118. Магнитная цепь. Законы Ома и Кирхгофа для магнитной цепи . . 264
§ 119. Подъемная сила электромагнита 265
§ 120. Электрические измерительные приборы 267

Глава X

Электромагнитная индукция

§ 121. Основные явления. Закон Фарадея 272
§ 122. Закон индукции Ленца 275
§ 123. Вихревые токи в проводниках 277
§ 124. Взаимная индукция и самоиндукция 279
§ 125. Установление тока в цепи с индуктивностью и сопротивлением . . 283
§ 126. Измерение напряженности магнитного поля, индукции и разности магнитных потенциалов. 285
§ 127. Энергия магнитного поля тока 286
§ 128. Плотность энергии магнитного поля 287
§ 129. Взаимная энергия двух токов 288

Глава XI

Природа магнитных явлений

§ 130. Диамагнетизм. Магнитный и механический моменты электрона . . 289
§ 131. Теория диамагнетизма Ланжевена 292
§ 132. Парамагнетизм 295
§ 133. Ферромагнетики. Общие свойства 297
§ 134. Гистерезис 298
§ 135. Работа намагничивания и перемагничивания 300
§ 136. Природа ферромагнетизма 302
§ 137. Магнитная анизотропия 304
§ 138. Доменная структура ферромагнетиков 306
§ 139. Техническая кривая намагничивания 308
§ 140. Тонкие магнитные пленки 310
§ 141. Магнитные материалы 312
§ 142. Ферриты 315
§ 143. Антиферромагнетизм 316
§ 144. Размагничивающее поле намагниченного ферромагнетика. Рэлеевский сдвиг 318
§ 145. Постоянные магниты. Формальная теория магнетизма 321
§ 146. Взаимодействие токов и магнитов. Влияние среды 325
§ 147. Магнитострикция. Магнитная вязкость 326
§ 148. Парамагнитный резонанс 330
§ 149. Ферромагнитный резонанс 332

Глава XII

Электропроводность металлов и полупроводников. Контактные явления

UNREGISTERED COPY OF SCANPAPYRUS

§ 150. Природа металлической проводимости 334
§ 151. Классическая электронная теория электропроводности металлов 336
§ 152. Затруднения классической электронной теории металлов 340
§ 153. Связь между теплопроводностью и электропроводностью металлов. Закон Видемана и Франца 341
§ 154. Явление Холла. Определение концентрации носителей тока . . . 343
§ 155. Понятие о квантовой теории металлов 345
§ 156. Электронная проводимость металлов по квантовой теории . . . 351
§ 157. Расщепление энергетических уровней электронов в атомах твердого тела. Понятие об энергетических зонах 352
§ 158. Различие между металлами, диэлектриками и полупроводниками 354
§ 159. Электронная и дырочная проводимость 356
§ 160. Собственная и примесная проводимость полупроводников 357
§ 161. Температурная зависимость электропроводимости полупроводников 360
§ 162. Явления, возникающие при соприкосновении двух металлов. Контактная разность потенциалов 362
§ 163. Явление Пелтье. Внутренняя контактная разность потенциалов 365
§ 164. Термоэлектричество 367
§ 165. Явление Томсона 370
§ 166. Контактные явления в полупроводниках 371
§ 167. Полупроводниковые выпрямители и детекторы 375
§ 168. Полупроводниковые усилители — транзисторы 377

§ 169. Некоторые другие применения полупроводников 381
§ 170. Сверхпроводимость 385

Глава XIII

Электрические колебания и переменные токи

§ 171. Открытие электрических колебаний 388
§ 172. Метод векторных диаграмм . . . . . —
§ 173. Собственные электрические колебания без затухания 391
§ 174. Разряд конденсатора на индуктивность и сопротивление 392
§ 175. Получение затухающих электрических колебаний 398
§ 176. Получение незатухающих электрических колебаний 399
§ 177. Вынужденные электрические колебания. Получение переменного тока 403
§ 178. Действующие или эффективные значения тока и напряжения . . 405
§ 179. Среднее значение величины переменного тока 406
§ 180. Цепь переменного тока, содержащая сопротивление и индуктивность —
§ 181. Цепь переменного тока, содержащая сопротивление и емкость . . 410
§ 182. Общий случай цепи переменного тока с сопротивлением, индуктивностью и емкостью 413
§ 183. Резонанс напряжений 415
§ 184. Резонанс токов 416
§ 185. Мощность переменного тока. Коэффициент мощности и его значение 420
§ 186. Экономическое значение коэффициента мощности и способы его повышения 423
§ 187. В[illegible]енного тока 424
§ 188. Трансформация токов. Передача электрической энергии 425
§ 189. Трехфазный ток 429
§ 190. Пьезоэлектрический преобразователь (трансформатор) 433

Глава XIV

Электромагнитные волны

§ 191. Вихревое электрическое поле. Токи смещения 437
§ 192. Уравнения Максвелла 440
§ 193. Уравнения Лорентца—Максвелла 444
§ 194. Образование и распространение электромагнитных волн 445
§ 195. Прием электроманитного излучателя вибратора 450
§ 196. Опыты Герца 451
§ 197. Трансформатор Тесла. Свойства токов высокой частоты 453
§ 198. Энергия электромагнитной волны. Вектор Умова—Пойнтинга . . 455
§ 199. Давление электромагнитной волны 457
§ 200. Отражение и поглощение электромагнитных волн 459
§ 201. Электрический и магнитный поверхностный эффект 460
§ 202. Стоячие электромагнитные волны в проволоках. Система Лехера 463
§ 203. Распространение коротких электромагнитных волн в линиях и волноводах 466
§ 204. Принципы радиосвязи 468
§ 205. Принцип радиолокации 476
Алфавитный указатель 479

UNREGISTERED COPY OF SCANPAPYRUS

ПРЕДИСЛОВИЕ КО ВТОРОМУ ИЗДАНИЮ

Для второго издания книга подверглась значительной переработке. Изложение ведется на основе системы единиц СИ. Однако, учитывая, что физику часто придется встречаться с работами, в которых используются другие системы единиц, авторы считали необходимым дать понятие и о системах СГСЭ, СГСМ и гауссовой. Это в особенности касается таких фундаментальных понятий, как напряженность и индукция магнитного поля, смысл которых в системе СИ и других системах принципиально различен.

UNREGISTERED COPY OF SCANPAPYRUS

В книгу, помимо небольших дополнений и изменений, имеющихся почти во всех параграфах, введен ряд новых параграфов, посвященных рассмотрению таких вопросов, как электреты, топливные элементы, электронный микроскоп, парамагнитный и ферромагнитный резонансы, тонкие магнитные пленки и другие.

Более подробно рассмотрено электромагнитное поле.

Авторы благодарны читателям, чьи деловые замечания способствовали улучшению книги.

Авторы

ВВЕДЕНИЕ

Учение об электричестве имеет свою историю, органически связанную с историей развития производительных сил общества и других областей естествознания. Современные представления об электрических явлениях, ставшие основой электрохимии, электротехники и радиотехники, есть результат длительного общего развития знаний человечества о природе.

В истории учения об электричестве можно выделить три этапа:

1. Период накопления опытных фактов и установления основных понятий и законов.
2. Период формирования учения об электромагнитном поле.
3. Период формирования атомистической теории электричества.

UNREGISTERED COPY OF SCANPAPYRUS

1. Период накопления опытных фактов и установления основных понятий и законов в учении об электричестве и магнетизме. Истоки представлений об электричестве и магнетизме уходят в древнюю Грецию. Притяжение легких тел натертым янтарем и другими предметами было известно людям давно. С древних времен известно также существование магнита.

Интерес к магниту резко возрос в связи с его применением для целей навигации. Известно, что в Китае пользовались магнитом для определения направления еще во II в. до н. э. Первое опытное исследование магнита было проведено во Франции П. Перегринусом (1269). Он установил наличие полюсов магнита, отталкивание одноименных и притяжение разноименных полюсов, ввел различие между естественными и искусственными магнитами, открыл факт неразделимости полюсов.

В XV—XVI вв. в связи с оживлением мореплавания развивается компасное дело, в это время обнаруживается магнитное склонение и магнитное наклонение. Таким образом, к концу XVI в. накопился значительный опытный материал по магнетизму. Об электричестве же имелись самые скудные представления.

Первое наиболее полное по тому времени описание электрических и магнитных явлений было дано английским ученым В. Гильбертом в его книге «О магните» (1600). Гильберт показал, что свойством притягивать после натирания обладают, кроме янтаря, еще более 20 веществ. Электрическое отталкивание ему было неизвестно. Гильберт был убежден в коренном отличии магнитных явлений от электрических и считал последние несущественными. Основное внимание он уделял магнитным исследованиям. В результате опытов и наблюдений им была выдвинута первая научная гипотеза о том, что Земля представляет собой гигантский магнит.

Ломоносов Михаил Васильевич (1711—1765)

UNREGISTERED COPY OF SCANPAPYRUS

После Гильберта ряд естествоиспытателей продолжал исследование земного магнетизма. Электричество же почти столетие оставалось фактически в забвении. Электрические силы были совершенно неясны, возможность их практического применения не чувствовалась, поэтому не было стимула к систематическим исследованиям в этой области.

Однако уже в первой половине XVIII в. новые открытия заставляют резко изменить отношение к электрическим явлениям. Несомненно, этому способствовало изобретение электрической машины (вторая половина XVII в.), на базе которой значительно расширились возможности экспериментирования.

В 1729 г. в Англии С. Грей обнаруживает деление веществ на проводники и изоляторы. Вслед за этим во Франции Ш. Дюфе открывает существование положительного и отрицательного электричества и устанавливает, что одноименные заряды отталкиваются, а разноименные притягиваются.

К середине XVIII в. интерес к электричеству возрастает, в исследования включаются естествоиспытатели многих стран. Наблюдение сильных электрических разрядов не могло не навести на аналогию электрической искры и молнии. Электрическая природа молнии была доказана непосредственными опытами В. Франклина, М. В. Ломоносова, Г. В. Рихмана (1752—

1753). Изобретение громоотвода было первым практическим применением учения об электричестве. В это же время электричество начинает применяться для лечебных целей. Возникает новое направление в медицине — электротерапия. Все это способствовало развитию общего интереса к электричеству, привлечению в эту область новых и новых исследователей. Стало очевидным, что электричество не менее важно для практики, нежели магнетизм. В дальнейшем английский естествоиспытатель Р. Симмер (1759) выдвинул плодотворную гипотезу о природе электричества. Развивая идеи Дюфе, Симмер сделал заключение, что тела в обычных состояниях содержат два рода электричества в равных количествах, нейтрализующих действие друг друга. Электризация вызывает избыток в теле одного электричества над другим. Гипотеза Симмера объясняла основные электрические явления и была признана большинством физиков. Прекрасным подтверждением этой гипотезы было открытие русским академиком Ф. Эпинусом электростатической индукции (1759).

Установленный Ломоносовым закон сохранения энергии и материи был величайшим достижением в физике XVIII в. Двести с лишним лет тому назад в письме к Л. Эйлеру гениальный Ломоносов писал: «Все перемены, в натуре случающиеся, такого суть состояния, что сколько чего у одного тела отнимается, столько присовокупится к другому. Так ежели где убудет несколько материи, то умножится в другом месте; ...Сей всеобщий естественный закон простирается и в самые правила движения...» В отличие от своих предшественников, угадывающих некоторые частные проявления закона сохранения материи и движения (древние атомисты, а затем Р. Декарт, И. Ньютон, Г. Лейбниц), Ломоносов имеет в виду любые «перемены, в натуре случающиеся». Содержание открытого Ломоносовым закона сохранения раскрывалось постепенно и сыграло большую роль в развитии учения об электричестве, как и во многих других областях естествознания. Так, открытый позднее закон сохранения электрических зарядов является частным проявлением всеобщего закона сохранения материи и движения.

UNREGISTERED COPY OF SCANPAPYRUS

До середины XVIII в. эксперименты по электричеству продолжали быть чисто качественными. Первый шаг на пути к количественному эксперименту был сделан Рихманом, который предложил первый прибор для измерений, названный электрометром (1745). Важнейшим этапом в развитии экспериментальной техники было изобретение в 1784 г. Ш. Кулоном очень чувствительных крутильных весов, сыгравших важную роль в изучении сил различной природы. Этот прибор позволил Кулону установить закон взаимодействия магнитов и электрических зарядов (1785). Законы Кулона явились основой развития математической теории электростатики и магнитостатики.

Далее, благодаря опытам Л. Гальвани (1789) и А. Вольта (1792) были открыты контактные электрические явления, что в свою очередь привело к изобретению гальванических элементов и к обнаружению электрического тока (1800). Первой гальванической батареей был так называемый вольтов столб, в котором между цинковыми и медными кружками помещались кружки из картона или кожи, пропитанные соленой водой или щелочью. Вольтов столб в противоположность импульсному разряду лейденской банки, введенной в употребление в 1745 г., давал возможность получить длительную циркуляцию электричества по цепи. Экспериментальные работы с такой электрической батареей дали начало ряду открытий.

Английские исследователи А. Карлейль и В. Никольсон обнаружили, что гальванический ток, проходя через воду, разлагает ее на водород и кислород. Между физикой и химией установилась взаимообогащающая связь. Электричество приобретает громадное практическое значение, что стимулирует дальнейшее развитие этой отрасли науки.

Улучшения конструкции вольтова столба приводят к открытию новых действий электрического тока. В 1802 г. В. В. Петров с помощью мощного вольтова столба получает электрическую дугу. Дуга Петрова дала начало ряду новых применений тепловых действий тока.

UNREGISTERED COPY OF SCANPAPYRUS

Как указывалось выше, Гильберт противопоставлял магнитные силы электрическим силам. Такая точка зрения долго господствовала в науке. В 1820 г. в Дании Х. Эрстед открытием действия тока на магнитную стрелку положил начало новой главе в теории электричества — учению о магнитных свойствах тока, позволившему включить магнетизм в единую теорию электромагнитных явлений.

Изучение электрического тока продолжало идти в нарастающем темпе. Было установлено, что магнитное действие тока усиливается, если проводник свертывается в спираль. Это открыло возможность конструирования электромагнитных измерителей тока.

В конце 1820 г. Ж. Био и Ф. Савар представили Парижской академии свой мемуар о силе, действующей на тело магнита со стороны электрического тока прямого провода. П. Лаплас обобщил исследования Био и Савара на общий случай тока в проводнике произвольной формы. Так был установлен закон Био — Савара — Лапласа, по которому можно было определять напряженность магнитного поля тока.

В этом же году во Франции важные открытия сделал А. Ампер. Он установил закон, по которому определялась сила взаимодействия двух элементарных токов. Далее Ампер нашел, что виток с током подобен плоскому магниту. Опираясь на этот опытный факт, Ампер делает предположение об электрической

природе магнетизма. Он предполагает, что «электрические токи... существуют вокруг частичек в железе, никеле и кобальте уже до намагничивания. Будучи, однако, направлены во всевозможные стороны, они не могут вызвать никакого результирующего внешнего действия, так как одни из них стремятся притянуть то, что другие отталкивают...» Так появилась в физике гипотеза молекулярных токов — изумительный научный прогноз, глубина которого вскрылась только в XX в.

Следует отметить большую работу Ампера по построению электродинамики, основанной на концепции дальнодействия. Ампер пользовался методом построения механики Ньютона. Предполагалось, что электрические и магнитные взаимодействия передаются мгновенно, через любые среды, заполняющие пространство между телами. Теория в этом направлении встретила ряд трудностей, разрешенных позднее электродинамикой Фарадея и Максвелла, в основу которой был положен принцип близкодействия, о чем речь будет ниже.

В дальнейших исследованиях по электричеству эффективным орудием стал закон, установленный в 1827 г. немецким физиком Г. Омом и получивший название закона Ома.

В этот период началась научная деятельность М. Фарадея. Особенно большое значение в истории физики имеют два открытия Фарадея: явление электромагнитной индукции (1831) и законы электролиза (1834). Фарадей этими открытиями дал теоретическую основу многим техническим применениям электричества. Исследования Э. Х. Ленца по электромагнитной индукции (правило Ленца) и установление закона для теплового действия тока (закон Джоуля — Ленца) способствовали дальнейшему практическому применению электричества.

UNREGISTERED COPY OF SCANPAPYRUS

2. Период формирования учения об электромагнитном поле. Опытом давно было установлено, что электрические и магнитные силы действуют через среду, заполняющую пространство между взаимодействующими телами. Исследуя действия магнита с помощью магнитной стрелки, Эпинус еще в начале второй половины XVIII в. установил понятие о силовой линии как линии, «обладающей тем свойством, что, в каком бы месте ее не находился центр стрелки, стрелка сама по себе расположится так, что совпадает с касательной к этой кривой». Фарадей дополнительно ввел понятие об электрических силовых линиях и дал идею о магнитных и электрических полях — пространствах, где обнаруживается действие электрических сил. Фарадей полагал, что электрические и магнитные поля представляют деформированные состояния некоторой всепроникающей невесомой среды — эфира.

Согласно Фарадею, не магнитный полюс и не электрический заряд действуют на окружающие тела, а связанные с полюсом и зарядом силовые линии. Этим самым Фарадей выдвигал идею

теории близкодействия, согласно которой действие одних тел на другие передаются через окружающую среду с определенной скоростью.

В 60-х годах прошлого века Д. Максвелл обобщил учение Фарадея об электрических и магнитных полях и создал единую теорию электромагнитного поля. Основы этой теории были даны им в математической форме (уравнения Максвелла). Из теории Максвелла следовало, что изменяющиеся магнитные и электрические поля распространяются с конечной скоростью. Найденная величина скорости распространения электромагнитных возмущений совпала с измеренной оптическим методом величиной скорости света. Это позволило Максвеллу развить электромагнитную теорию света, о которой ранее в форме догадок высказывался Фарадей. Электромагнитная теория света заменила собой прежнюю оптику упругого эфира.

Г. Герц в 1887 г. получил электромагнитные волны. Своими опытами он экспериментально подтвердил теорию Максвелла.

Следует отметить большое значение работ ряда русских физиков конца прошлого столетия по экспериментальному обоснованию теории Максвелла. Среди такого рода исследований имели особо важное значение опыты П. Н. Лебедева по обнаружению и измерению давления света (1901).

На использовании электромагнитных волн было основано изобретение радио А. С. Поповым (1895). В настоящее время теоретические и экспериментальные работы по исследованию электромагнитного поля привели к учению о распространении радиоволн в земной атмосфере, к изобретению радиолокации, телевидения и ряда других важных практических приложений общей теории электричества.

UNREGISTERED COPY OF SCANPAPYRUS

3. Период формирования атомистической теории электричества. Теория Максвелла является феноменологической теорией, она обобщает опытные законы, но не раскрывает связи электричества с внутренним строением вещества. Поэтому такая теория не могла объяснить явления электролиза, взаимодействия поля с веществом и некоторые другие явления.

Почти до конца прошлого века электричество представляли как невесомую жидкость. Вопрос о том, является ли электричество дискретным или сплошным, требовал анализа добытого опытного материала и постановки новых экспериментов. Идею дискретности электричества можно было усмотреть уже в открытых Фарадеем законах электролиза. Основываясь на этих законах, немецкий физик Г. Гельмгольц (1881) высказал предположение об атомизме электрического заряда, о существовании наименьших его порций. С этого времени начинается развитие электронной теории, которая объясняла и предсказывала ряд явлений. Такие явления, как термоэлектронная эмиссия, электронный поток в вакууме (катодные лучи), каналовые лучи,

фотоэффект, радиоактивность, явились экспериментальным обоснованием электронной теории строения вещества.

Заслуга создания электронной теории принадлежит главным образом голландскому физику Г. Лоренцу, который в труде «Теория электронов» (1909) органически связал максвелловскую теорию электромагнитного поля с электрическими свойствами вещества, рассматриваемого как совокупность элементарных электрических зарядов.

В настоящее время считается установленным, что как положительный, так и отрицательный заряд состоит из отдельных элементарных порций электричества. Частицы, являющиеся носителями элементарного отрицательного заряда, получили название электронов. Масса каждого электрона примерно в 1838 раз меньше массы атома водорода. Ядра водорода — протоны — обладают элементарным положительным зарядом. По абсолютной величине заряды электрона и протона равны.

Сейчас известны позитроны — частицы с положительным элементарным зарядом и массой, равной массе электрона; нейтроны — частицы, лишенные заряда; антипротоны — частицы с массой, близкой к массе протона, но имеющие отрицательный заряд. На протяжении последних лет бурного развития атомной физики были открыты и открываются новые как заряженные, так и нейтральные частицы. Многообразные свойства этих частиц являются объектом теоретического и экспериментального исследования.

UNREGISTERED COPY OF SCANPAPYRUS

На базе электронных представлений в первой четверти нашего столетия была развита теория диэлектриков и магнетиков. В настоящее время развивается теория полупроводников.

Исследование электрических явлений привело к современной теории строения вещества. Успехи физики в этом направлении завершились в наше время открытием способов освобождения ядерной энергии, что скачком поднимает культуру и технику человечества на новую ступень развития.

Применение электричества. Электрическая энергия легко передается на большие расстояния, что позволяет для ее выработки использовать запасы энергии рек и запасы топлива на месте добывания последнего. Электрическая энергия легко распределяется между потребителями и с большим коэффициентом полезного действия может быть преобразована в другие виды энергии. Благодаря этим качествам электричество имеет исключительно большое значение в современной технике и в быту.

Во многих технических применениях электричества первенство принадлежит русским деятелям науки и техники. Так, например, русскими учеными и инженерами были изобретены и использованы для практики гальванопластика, электросварка, электрическое освещение, электродвигатели, радио.

Значение электричества для народного хозяйства наиболее полно было раскрыто В. И. Лениным в его определении: «Коммунизм — это есть Советская власть плюс электрификация всей страны». По инициативе и под руководством В. И. Ленина в первые годы становления Советской власти был составлен план ГОЭЛРО, в котором предусматривалось построить 30 районных электростанций и довести общую мощность электростанций до 1 млн. 750 тыс. *квт*.

За последующие годы электрификация нашей страны приняла такие размеры, которые позволили запланировать на пять лет (1965—1970) строительство новых крупных электростанций на общую мощность 64—66 млн. *квт*, т. е. почти в 38 раз больше чем по плану ГОЭЛРО.

Ленинская идея электрификации является определяющей и для последнего пятилетнего плана. Главным направлением в развитии энергетики будет строительство крупных тепловых электростанций и экономичных гидроэлектростанций. Войдут в строй несколько десятков крупных тепловых электростанций; будут строиться такие гиганты, как Рефтинская на Урале и Углегорская на Украине, на которых в этой пятилетке вступят в действие первые агрегаты. Будет завершено строительство каскадов гидроэлектростанций на Волге, Каме и Днепре. В Сибири закончится строительство самой крупной в мире Красноярской ГЭС. Дальнейшее развитие получит строительство атомных электростанций.

В советской энергетике происходят коренные технические преобразования. Основной ввод дополнительных мощностей на тепловых электростанциях будет осуществлен за счет крупных энергетических блоков мощностью по 300 тыс. *квт*. Будут введены в действие энергоблоки мощностью по 500 и 800 тыс. *квт*.

UNREGISTERED COPY OF SCANPAP.RU

Предусматривается завершить создание Единой энергетической системы Европейской части СССР, начать строительство линий электропередачи постоянного тока напряжением 1,5 млн. *в* для передачи электроэнергии из Сибири и Казахстана в центральные районы и на Урал, развить распределительные сети для присоединения к государственным системам большинства сельских населенных пунктов, колхозов и совхозов. Значительно возрастет потребление энергии во всех отраслях материального производства. Отпуск электрической энергии на бытовые нужды городского населения увеличится на 60 процентов, а сельского примерно в три раза.

К концу 1970 г. общая годовая выработка электроэнергии будет доведена до 830—850 млрд. *квт·ч*.

ГЛАВА II

ЭЛЕКТРИЧЕСКОЕ ПОЛЕ

§ 1. Основные электрические явления

Тела, способные после натирания притягивать легкие частицы, по Гильберту, называются наэлектризованными (от греческого слова «электрон» — янтарь). По современным представлениям, при электризации трением на телах появляются электрические заряды. Заметим, что само трение двух тел при электризации не играет существенной роли. Установлено, что после соприкосновения и последующего затем разделения двух тел из различных материалов имеет место электризация. Два твердых тела благодаря неровностям поверхностей могут соприкасаться только в нескольких точках, в которых и проявляется электризация. Для того чтобы электризация была большей, трением приводят в соприкосновение наибольшее число точек двух тел и снова их разделяют. Поэтому электризацию трением часто называют электризацией соприкосновением.

UNREGISTERED COPY OF SCANPAPYRUS

Электрические заряды можно также получить, нагревая тела, действуя на них светом или магнитным полем и, наконец, химическим путем, но для изучения свойства зарядов удобнее всего использовать электризацию трением.

Итак, всякие два тела из разного материала при соприкосновении электризуются. Электрические заряды можно передавать от одного тела к другому простым соприкосновением. В одних телах электрические заряды свободно перемещаются, в других нет. Тела первого рода называются проводниками, а второго рода — изоляторами или диэлектриками. Проводниками являются все металлы, водные растворы неорганических оснований, солей и кислот, газы при высоких температурах, земля, человеческое тело и т. д. Изоляторами являются янтарь, стекло, эбонит, фарфор, шелк, шерсть, парафин, масла, газы в нормальном состоянии. Выделяются еще полупроводники — материалы, электропроводность которых очень мала, но при определенных условиях может увеличиваться. Как правило, электропроводность полупроводников быстро возрастет с ростом температуры.

Заметим, что в природе нет резких границ между указанными группами веществ и все тела в той или иной мере проводят электричество.

Степень проводимости тел часто зависит от многих причин. Так, например, чистая вода представляет собой хороший изолятор, но уже малейшее количество многих растворимых примесей делает ее хорошим проводником. Вода, оседающая из влажного воздуха, увлекает с собой и вещества, находившиеся в воздухе, и поэтому уже не представляет собой чистой воды. Пары и газы в нормальных условиях являются хорошими изоляторами, но в раскаленном, а также в разреженном состоянии они тоже проводят электричество. Стекло плохо проводит электричество, но если в комнате воздух влажный, то на поверхности стекла оседает тонкая водяная пленка, служащая проводником, и изолирующие свойства стекла пропадают.

Проводники разделяются на проводники первого и второго рода. Перемещение зарядов в проводниках первого рода не вызывает химических изменений и не сопровождается переносом вещества. К таким проводникам относятся все металлы. Движение зарядов в проводниках второго рода связано с химическими изменениями в местах их соприкосновения с другими проводниками. Такого рода проводниками являются все водные растворы неорганических солей, оснований и кислот.

UNREGISTERED COPY OF SCANPAPYRUS

Простыми опытами установлено, что существуют электрические заряды двух родов. Условились заряды, подобные заряду стекла (натертого о шелк), называть положительными зарядами; заряды же, подобные заряду эбонита (натертого о мех), называть отрицательными зарядами.

Одноименные заряды отталкиваются, а разноименные притягиваются.

Взаимодействие электрических зарядов было использовано для устройства электроскопа — прибора, служащего для обнаружения заряда и определения его знака.

При трении любых двух тел на каждом из них возникает электрический заряд, при этом оба заряда всегда противоположны по знаку. Например, металлы при трении об эбонит электризуются положительно, а эбонит — отрицательно.

В незаряженных телах имеются равные по величине и противоположные по знаку заряды, вследствие чего действия их компенсируют друг друга. Тело, содержащее избыток положительных зарядов, заряжено положительно. Тело, содержащее избыток отрицательных зарядов, заряжено отрицательно. При электризации двух тел соприкосновением заряды этих тел перераспределяются, вследствие чего на одном из них появляется избыток положительных зарядов, на другом — отрицательных. *Электрические заряды не создаются и не исчезают, они могут*

только передаваться от одного тела к другому или смещаться внутри данного тела. Этот закон (закон сохранения электрических зарядов) является основой учения об электричестве.

§ 2. Закон Кулона

До конца XVIII в. электрические явления изучались только качественно. Формирование представлений об основных электрических величинах и установление способа их измерения стало возможным после того, как Кулон в 1785 г. опытно установил количественный закон взаимодействия точечных зарядов (точечный заряд есть заряженное тело, размерами которого можно пренебречь по сравнению с расстояниями до других заряженных тел). После установления закона Кулона учение об электричестве становится точной наукой.

Взаимодействие заряженных тел Кулон изучал на крутильном динамометре, изображенном на рисунке 1.1. Прибор смонтирован в стеклянном цилиндре, в верхней крышке которого укреплена цилиндрическая стойка, на которой свободно висит упругая проволока, прикрепленная к вращающейся головке *T*.

Снизу к проволоке подвешено легкое коромысло из изолятора; на одном конце коромысла находится металлический шарик *m*, на другом — противовес *c*. На вращающейся головке нанесены градусные деления, что позволяет измерять угол поворота головки. Для отсчета угла поворота коромысла на боковой поверхности цилиндра нанесены градусные деления.

UNREGISTERED COPY OF SCANRAPYRUS

Опыты Кулон производил так. Через отверстие в крышке цилиндра вводился и закреплялся на изолирующей стойке наэлектризованный шарик *n*, тождественный шарику *m*. При соприкосновении шарики получали одинаковые заряды и отталкивались, при этом по градусной шкале цилиндра фиксировался угол поворота коромысла φ. Далее закручивалась головка с проволокой в сторону, противоположную отклонению коромысла, до момента, когда угол отклонения коромысла становится равным $\frac{\varphi}{2}$; при этом расстояние между шариками *m* и *n* уменьшалось вдвое, между тем как сила кручения проволоки возрастала в четыре раза (угол закручивания проволоки, определяемый с помощью двух шкал прибора, равнялся $\psi = 4\varphi$. Момент кручения нити пропорционален углу закручивания, момент же силы при неизменном плече пропорционален силе). Чтобы уменьшить расстояние между шариками в четыре раза, необходимо было увеличить угол поворота проволоки в 16 раз ($\psi =$

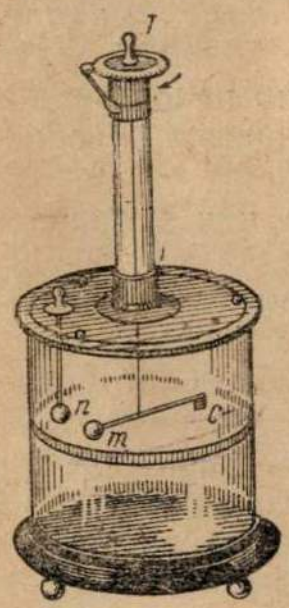


Рис. 1.1. Крутильный динамометр.

$= 16\varphi$), т. е. увеличить силу кручения в 16 раз. На основании таких опытов Кулон заключил, что *сила взаимодействия двух одинаково заряженных шариков обратно пропорциональна квадрату расстояния между ними:*

$$F \sim \frac{1}{r^2}.$$

Кулон, Шарль Огюстен (1736—1806)

На этом же приборе Кулон показал, что найденный закон справедлив и для случая взаимодействия противоположно наэлектризованных шариков.

Для того чтобы установить, как зависит сила взаимодействия от величины зарядов, шарикам сообщались произвольные заряды (Q_1, Q_2), устанавливался угол закручивания нити и расстояние между центрами шариков. После этого третий незаряженный шарик такой же величины приводился в соприкосновение с одним из заряженных шариков и удалялся. При соприкосновении равных по величине шариков заряд распределялся между ними поровну, так что на шарике, которого касались, оставался половинный заряд $\frac{Q_1}{2}$. Наблюдения показали, что взаимодействие зарядов $\frac{Q_1}{2}$ и Q_2 при прежнем расстоянии между ними имеет место при половинном угле закручивания нити. Следовательно, при уменьшении одного из зарядов в два раза и сила взаимодействия уменьшалась в два раза. Поступая таким образом, можно было делить многократно оба заряда и убедиться на опыте, что сила взаимодействия пропорциональна зарядам:

$$F \sim Q_1 Q_2.$$

На основании опытов Кулон установил закон: *сила взаимодействия двух точечных зарядов прямо пропорциональна произведению зарядов и обратно пропорциональна квадрату расстояния между ними. Силы взаимодействия зарядов равны и направлены в противоположные стороны по прямой, соединяющей эти заряды.*

Математически закон Кулона записывается так:

$$F = f \cdot \frac{Q_1 Q_2}{r^2}, \qquad (2,1)$$

UNREGISTERED COPY OF SCANPAPROS

где f — коэффициент пропорциональности, зависящий от выбора системы единиц. Значение f принимается всегда положительным, тогда разноименным зарядам соответствует отрицательная сила (притяжение), одноименным — положительная сила (отталкивание).

Кулон свой эксперимент проводил в воздухе, в котором взаимодействие зарядов достаточно точно совпадает с взаимодействием зарядов в вакууме.

Дальнейшие исследования показали, что сила взаимодействия зарядов в данной диэлектрической среде всегда меньше, нежели в пустоте.

Для взаимодействия зарядов в среде закон Кулона записывается так:

$$F = f \cdot \frac{Q_1 Q_2}{\varepsilon r^2}, \qquad (2,2)$$

где ε — диэлектрическая проницаемость среды.

Из формулы (2,2) видно, что нельзя переходить к пределу $r \to 0$, так как в этом случае получили бы $F = \infty$. В формуле (2,2) r есть расстояние между точечными зарядами, а так как реальные носители зарядов всегда имеют линейные размеры, то понятно, что нельзя осуществить опыт, при котором центры взаимодействующих зарядов совпадали бы. В то же время следует отметить, что справедливость закона Кулона проверялась в атомной физике на чрезвычайно малых расстояниях (опыты с элементарными частицами, при которых $r \approx 10^{-13} - 10^{-14}$ *см*).

UNREGISTERED COPY OF SCANPAPYRUS

§ 3. Единицы измерения электрического заряда

В формулу закона Кулона

$$F = f \cdot \frac{Q_1 Q_2}{\varepsilon r^2}$$

входят величины F и r, для которых в механике установлены единицы измерения. Для того чтобы определить единицу заряда из закона Кулона, следует еще условиться о выборе коэффициентов f и ε. В теории электричества часто употребляется так называемая абсолютная электростатическая система единиц (система СГСЭ). В этой системе коэффициент f, входящий в закон Кулона, считается безразмерной величиной, равной единице ($f = 1$). В качестве основных единиц системы СГСЭ выбраны единицы измерения длины (*см*), времени (*сек*), массы (*г*).

В этой системе диэлектрическая проницаемость принимается безразмерной величиной, и для вакуума ее полагают равной

единице ($\varepsilon_0=1$). В рассматриваемой системе единиц закон Кулона принимает вид:

$$F=\frac{Q_1Q_2}{\varepsilon r^2}. \qquad (3,1)$$

Положив $\varepsilon=1$, $Q_1=Q_2=1$ и $r=1$, получим $F=1$. Этим определяется единица заряда СГСЭ: *за абсолютную электростатическую единицу заряда принимается такой заряд, который действует в вакууме на равный ему заряд, удаленный на 1 см, с силой в 1 дин.* Из (3,1) легко определить размерность заряда:

$$[Q]=[F]^{\frac{1}{2}}\cdot[r]=г^{\frac{1}{2}}\cdot см^{\frac{3}{2}}\cdot сек^{-1}.$$

В настоящее время получила широкое распространение Международная (интернациональная) система единиц (СИ). В СССР и в ряде других стран эта система установлена как предпочтительная во всех областях науки и техники, поэтому в дальнейшем в изложении курса электричества мы будем пользоваться этой системой, давая сведения и о других системах.

Система единиц СИ построена на шести основных единицах. В этой системе тремя основными механическими единицами приняты метр (*м*), килограмм-масса (*кг*) и секунда (*сек*).

UNREGISTERED COPY OF SCANPAYRUS

Тремя другими основными единицами являются: единица силы тока — ампер (*а*), единица температуры — градус Кельвина (°К) и единица силы света — свеча (*св*). Ампер вместе с тремя основными механическими величинами позволяет установить все другие производные единицы электрических и магнитных величин.

Единица заряда в системе СИ — кулон (*к*) определяется как заряд, проходящий за 1 *сек* через сечение проводника при силе тока в 1 *а*: $1\ к=1\ а\cdot сек$; $1\ к=3\cdot10^9$ СГСЭ ед. заряда. Определение ампера основано на законе магнитного взаимодействия токов и будет дано позднее. Полезно помнить, что заряд одного электрона (протона) равен

$$1{,}6\cdot10^{-19}\ к=4{,}8\cdot10^{-10}\ \text{СГСЭ ед. заряда.}$$

В Международной системе единиц принята рационализированная форма записи уравнений электростатики, при которой коэффициент f, входящий в закон Кулона (2,2), считается безразмерной величиной, равной $\frac{1}{4\pi}$. Закон Кулона в рационализированной форме записывается так:

$$F=\frac{Q_1Q_2}{4\pi\varepsilon^* r^2}.$$

Далее, пользуясь подстановкой

$$\varepsilon^* = \varepsilon_0 \varepsilon,$$

записывают:

$$F = \frac{Q_1 Q_2}{4\pi\varepsilon_0 \varepsilon r^2}, \qquad (3,2)$$

где ε_0 — диэлектрическая проницаемость вакуума, ε — относительная диэлектрическая проницаемость среды, которая показывает, во сколько раз проницаемость данной среды больше, чем вакуума. Относительная проницаемость в системе СИ имеет те же численные значения, что и в абсолютной системе.

В системе единиц СИ диэлектрическая проницаемость является величиной производной. Найдем, чему равна диэлектрическая проницаемость вакуума в системе СИ. Пусть два заряда $Q_1 = Q_2 = 1$ *к*, удаленные друг от друга на 1 *м* = 100 *см*, взаимодействуют в вакууме. В системе СГСЭ сила их взаимодействия равна:

$$F = \frac{Q_1 Q_2}{r^2} = \frac{(3 \cdot 10^9)^2}{(100)^2} = 9 \cdot 10^{14} \text{ дин} = 9 \cdot 10^9 \text{ н}.$$

В системе СИ, согласно (3,2), имеем:

UNREGISTERED COPY OF SCANPAPYRUS

$$9 \cdot 10^9 \text{ н} = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0} \cdot \frac{\text{к}^2}{\text{м}^2},$$

отсюда

$$\varepsilon_0 = \frac{1}{4\pi \cdot 9 \cdot 10^9} \cdot \frac{\text{к}^2}{\text{н} \cdot \text{м}^2} = 8{,}85 \cdot 10^{-12} \frac{\text{а}^2 \cdot \text{сек}^2}{\text{н} \cdot \text{м}^2},$$

так как $1 \text{ н} = 1 \frac{\text{кг} \cdot \text{м}}{\text{сек}^2}$, то $\varepsilon_0 = 8{,}85 \cdot 10^{-12} \frac{\text{а}^2 \cdot \text{сек}^4}{\text{кг} \cdot \text{м}^3}$.

Величину ε_0 также называют электрической постоянной. Она имеет размерность емкости, деленной на длину. Ее выражают в единицах, называемых фарада на метр (§ 26):

$$\varepsilon_0 = 8{,}85 \cdot 10^{-12} \frac{\text{ф}}{\text{м}}.$$

Безразмерная величина ε ниже для краткости и в системе СИ именуется диэлектрической проницаемостью.

Величина электрических зарядов может определяться с помощью электрометров. Электрометром может быть проградуированный электроскоп с металлическим корпусом. Устройство такого электрометра описано в § 10.

§ 4. Электрическое поле. Напряженность электрического поля

Опыт показывает, что действие наэлектризованных тел передается через пространство. Можно предположить, что это действие передается мгновенно на любые расстояния. Таково было старое воззрение (до Фарадея и Максвелла), которое приписывало электрическим (и магнитным) силам способность проявляться мгновенно на любых расстояниях; это воззрение получило название принципа дальнодействия. Согласно этому принципу, передача действия одних материальных объектов на другие происходит без участия сред, заполняющих пространство, а поэтому взаимодействие тел представляется оторванным от пространства и времени. Современной теорией электрических (и магнитных) сил является теория близкодействия. Согласно этой теории, всякое действие распространяется в пространстве от точки к точке с конечной скоростью. Если одно заряженное тело притягивает (или отталкивает) другое, то это действие будет конечным результатом сложных процессов, происходящих в пространстве между рассматриваемыми заряженными телами.

Электрические заряды вносят определенные изменения в окружающее их пространство, проявляющиеся, в частности, в том, что на другие, внесенные в это пространство, электрические заряды действуют силы. *Если в пространстве обнаруживается действие сил на электрические заряды, то говорят, что в нем существует электрическое поле. Поле* так же реально, как вещество. Так же, как и вещество, *является одним из видов материи,* которой присуща масса и определенная энергия (§ 32).

UNREGISTERED COPY OF SCANFAYRUS

Электрическое поле изучают с помощью пробного точечного положительного заряда такой величины, что он своим действием не искажает заметно исследуемое поле. Для этого можно, например, воспользоваться заряженным легким шариком, подвешенным на шелковой нити. Помещая пробный заряд в те или иные точки поля, можно определять действующие на него силы, которые в различных точках оказываются различными по величине и направлению. Следовательно, действие поля на один и тот же электрический заряд в одной его точке отличается от действия поля в другой точке.

Пусть на заряд q в данной точке поля действует сила F. Величина этой силы зависит как от свойств поля в данной точке пространства, так и от величины пробного заряда. Но если взять отношение $\frac{F}{q}$, то получим величину, не зависящую от размеров заряда. Это отношение является векторной (силовой) характеристикой поля, обозначается буквой E и названо напряженностью электрического поля. Итак, по определе-

нию понятия имеем:

$$E = \frac{F}{q},$$

или в векторной форме

$$\vec{E} = \frac{\vec{F}}{q}. \qquad (4,1)$$

Напряженность поля есть векторная величина; ее направление совпадает с направлением вектора силы F, действующей на положительный заряд.

Из последней формулы, принимая $F = 1$ *н* и $q = 1$ *к*, получим единицу напряженности в системе СИ:

$$1 \text{ ед. напряженности СИ} = \frac{1 \text{ н}}{1 \text{ к}}.$$

За единицу напряженности в системе СИ *принимается напряженность в такой точке поля, в которой на заряд в* 1 *к действует сила в* 1 *н.* Легко видеть, что $1\frac{н}{к} = \frac{1}{30\,000}$ СГСЭ ед. напряженности.

Из определения напряженности следует, что на заряд q в поле с напряженностью $\vec{E}$ действует сила $\vec{F}$, равная

UNREGISTERED COPY OF SCANPAPYRUS

$$\vec{F} = q\vec{E}. \qquad (4,2)$$

При этом сила совпадает по направлению с напряженностью, если заряд положительный, или направлена против напряженности, если заряд отрицательный.

§ 5. Напряженность результирующего электрического поля

Важнейшей задачей электростатики является исследование поля, т. е. нахождение напряженности в каждой точке исследуемого пространства. Если известно электрическое поле произвольных зарядов Q_1 и Q_2 в отдельности, то естественно поставить вопрос о том, каково будет результирующее поле, образованное этими зарядами. Опыт показывает, что *напряженность результирующего поля определяется векторной суммой напряженностей, создаваемых накладывающимися полями.* Это обобщение опыта называется принципом наложения (суперпозиции) электрических полей.

Пусть в нашем примере $\vec{E}_1$ — напряженность поля, создаваемая зарядом Q_1, в точке b, напряженность же, создаваемая за-

рядом Q_2, в этой же точке пусть будет $\vec{E}_2$ (рис. 1.2). На основании принципа суперпозиции результирующая напряженность в точке b равна:

$$\vec{E} = \vec{E}_1 + \vec{E}_2.$$

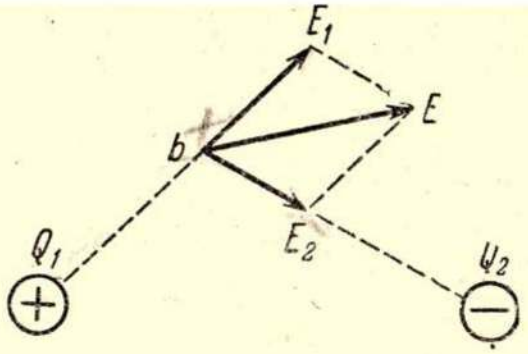


Рис. 1.2. Наложение электрических полей.

Принцип суперпозиции справедлив не только для двух, но и для какого угодно числа полей. Если складывающиеся поля в данной точке характеризуются напряженностями $\vec{E}_1, \vec{E}_2, \ldots, \vec{E}_n$, то напряженность результирующего поля равна:

$$\vec{E} = \vec{E}_1 + \vec{E}_2 + \ldots + \vec{E}_n = \sum_{k=1}^{n} \vec{E}_k. \qquad (5,1)$$

§ 6. Линии напряженности поля

В каждой точке поля вектор напряженности $\vec{E}$ имеет определенную величину и направление. Электрическое поле можно изобразить графически линиями напряженности. *Линия напряженности проводится так, что в любой ее точке касательная совпадает с вектором напряженности поля* (рис. 1.3, *а*). Линии напряженности называют иногда силовыми линиями, хотя последний термин является несколько устаревшим. Часто на схемах полей линиям напряженности приписывается направление (рис. 1.3, *б*) электрических сил, действующих на положительные пробные заряды. Так как напряженность в каждой точке поля имеет определенное направление, то линии напряженности не могут пересекаться.

UNREGISTERED COPY OF SCANPAPYRUS

В поле, образованном одним только положительным зарядом, линии напряженности имеют начало на положительном заряде и конец в бесконечности. В поле отрицательных зарядов линии напряженности имеют начало в бесконечности и оканчиваются на отрицательных зарядах.

Для того чтобы линиями напряженности отобразить величину напряженности, *условились проводить эти линии так, чтобы число линий, пронизывающих единицу площади поверхности, расположенной перпендикулярно к ним, было равно величине напряженности поля в данном месте.*

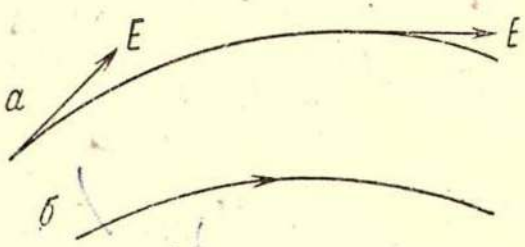


Рис. 1.3. Графическое изображение электрического поля: *а* — линия напряженности и напряженность поля; *б* — линия напряженности.

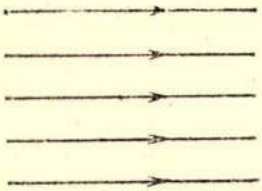


Рис. 1.4. Однородное электрическое поле.

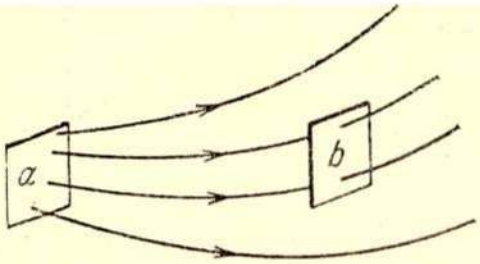


Рис. 1.5. Неоднородное электрическое поле.

Если напряженность поля всюду одинакова по величине и направлению, то такое поле называется однородным, графически оно изображается системой параллельных линий (рис. 1.4).

На рисунке 1.5 приводится пример неоднородного электрического поля. В месте расположения площадки *a* напряженность поля примерно в два раза больше, чем в месте расположения площадки *b*.

На рисунке 1.6 представлены линии напряженности двух одинаковых по величине зарядов разного знака. На рисунке 1.7 изображено поле двух одинаковых по величине и одноименных зарядов.

Представление о расположении линий напряженности можно получить из опыта, для этого кювету с прозрачными боковыми стенками заполняют взвесью манной крупы, талька или хинина в изолирующей жидкости (в вазелине или касторовом масле). Помещая в кювету различные по форме электроды и заряжая их, наблюдают ориентацию взвешенных частиц по линиям напряженности. Такая картина легко проецируется на экран. На рисунке 1.8 показано электрическое поле между двумя шариками, заряженными разноименно.

UNREGISTERED COPY OF SCANPAPYRUS

Силы взаимодействия между двумя наэлектризованными телами зависят не только от величин их зарядов и расстояний, но также от диэлектрической проницаемости той среды, в которой

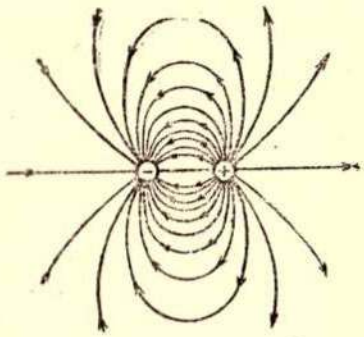


Рис. 1.6. Электрическое поле двух равных разноименных зарядов.

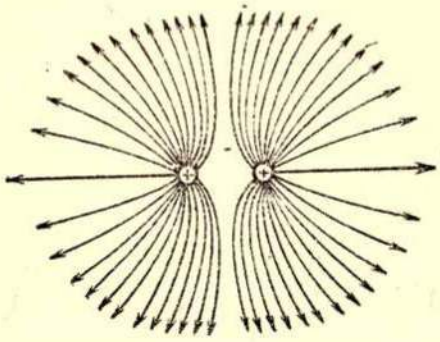


Рис. 1.7. Электрическое поле двух равных одноименных зарядов.

находятся взаимодействующие заряды (§ 2). Это привело Фарадея к мысли о преобладающем значении среды во всем механизме электрических взаимодействий.

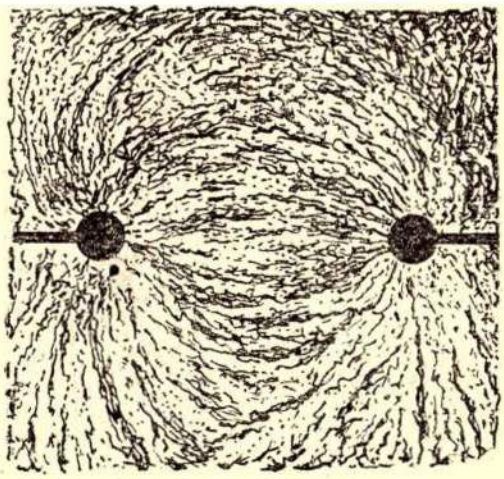


Рис. 1.8. Картина расположения частиц взвеси в поле двух разноименно заряженных шариков.

Фарадей предполагал, что в вакууме под воздействием электрических зарядов возникают особые натяжения и давления, аналогичные линиям механических натяжений в упругих телах. Такое состояние передается последовательно от одной точки пространства к другой и обнаруживается в виде сил, действующих на заряженные тела. Натяжениями вдоль линий напряженности и давлениями, отодвигающими линии напряженности друг от друга, Фарадей смог формально описать многие электрические явления.

Такое представление о линиях напряженности требовало признания универсальной упругой среды, пронизывающей все вещества и заполняющей вакуум. Эта гипотетическая среда получила название «мирового эфира».

Гипотеза механического эфира оказалась несостоятельной перед лицом многих опытных фактов, установленных в конце прошлого столетия (подробно об этом см. «Оптику») и является пройденным этапом развития физики. Электрические явления имеют особую природу и не могут быть объяснены чисто механическими представлениями.

UNREGISTERED COPY OF SCANPAPYRUS

Из вышеизложенного следует, что изображение полей с помощью линий напряженности служит удобным графическим приемом. Этот прием является условным. Нельзя линии напряженности отождествлять с линиями механических натяжений, как это пытались делать на первых этапах развития учения об электричестве. Такое толкование было следствием необоснованного перенесения механических представлений в область электричества.

Число линий напряженности, пронизывающих данную поверхность, называется потоком напряженности поля (потоком вектора $\vec{E}$).

Пусть требуется определить поток, пронизывающий плоскую поверхность S в однородном электрическом поле (рис. 1.9). Выберем нормаль $\vec{n}$ к поверхности, которая составляет угол α с направлением линий напряженности. Величина $S_0 = S\cos\alpha$ есть проекция поверхности S на плоскость, перпендикулярную к направлению линий напряженности.

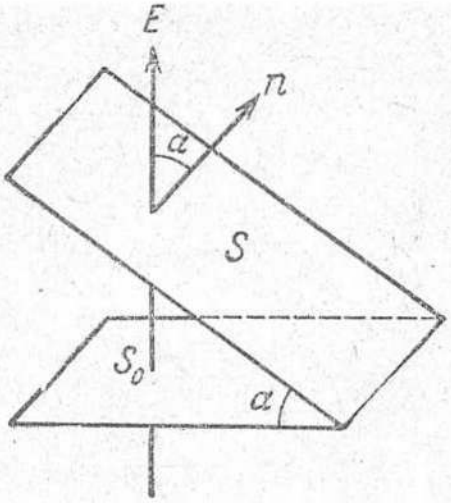


Рис. 1.9. К определению потока напряженности.

Так как через 1 $см^2$ площади S_0 проходит E линий напряженности, то весь поток через площадь S_0 будет:

$$\Phi = ES_0 = ES\cos\alpha.$$

Очевидно, такой же поток пронизывает площадку S. Величина $E_n = E\cos\alpha$ есть проекция вектора $\vec{E}$ на направление нормали $\vec{n}$. Таким образом, поток линий напряженности через плоскую поверхность S в однородном поле равен:

$$\Phi = E_n S. \qquad (6,1)$$

Поток линий напряженности есть скаляр. Из (6,1) видно, что эта величина может быть положительной и отрицательной. Если линии напряженности составляют острый угол с нормалью ($\cos\alpha > 0$), то поток будет положительным. Если этот угол тупой ($\cos\alpha < 0$), то поток отрицателен.

Пусть требуется определить поток вектора $\vec{E}$ через произвольно выбранную поверхность в данном неоднородном поле. Эту поверхность можно разбить на бесконечно малые элементы dS, которые можно считать плоскими, а поле возле них — однородным. Поток вектора $\vec{E}$ (6,1) через любой элемент такой поверхности равен $d\Phi = E_n dS$. Полный поток через произвольно выбранную поверхность S в любом неоднородном поле равен сумме потоков всех ее элементов:

$$\Phi = \int_S E_n dS, \qquad (6,2)$$

где знак $\int_S$ выражает интегрирование по поверхности S.

UNREGISTERED COPY OF SCANPAPYRUS

§ 7. Потенциал электрического поля

Электрическое поле неподвижных зарядов называют также электростатическим, параметры этого поля не зависят от времени и являются функциями координат.

Пусть пробный электрический заряд находится в электростатическом поле. Такой заряд под действием поля из начального состояния покоя может прийти в движение. При перемещении этого заряда полем совершается работа.

С точки зрения законов сохранения, в случае движения без трения, изменение кинетической энергии заряда должно быть связано с изменением других видов энергии (W) соотношением:

$$\Delta\left(W + \frac{mv^2}{2}\right) = 0.$$

При этом нельзя обнаружить каких-либо изменений в окружающих телах, которые могли бы вызвать это перемещение. Единственное, что остается сделать,— это заключить, что работа перемещения заряда в электрическом поле, изменение его кинетической энергии могут иметь место только за счет особого вида потенциальной энергии как результата взаимодействия заряда с полем.

Энергия заряда в электростатическом поле зависит от положения (координат) заряда и поэтому является потенциальной энергией.

Пусть заряд q в данной точке поля обладает потенциальной энергией W. В различных точках поля потенциальная энергия данного заряда может быть различна, она зависит как от свойства поля, так и от величины заряда. Но если взять отношение $\frac{W}{q}$, то получим величину, не зависящую от размеров заряда. Это отношение взято в качестве энергетической характеристики поля и называется потенциалом поля.

Следовательно, потенциал данной точки поля определяется формулой:

$$U = \frac{W}{q}. \qquad (7,1)$$

UNREGISTERED COPY OF SCANPAPYRUS

Потенциал поля есть величина, равная отношению потенциальной энергии заряда к величине заряда, помещенного в данную точку электрического поля. Итак, если напряженность поля есть силовая характеристика и является вектором, то потенциал — энергетическая характеристика поля и величина скалярная.

В системе СИ работа (энергия) измеряется в джоулях, заряд — в кулонах, в этой системе единица потенциала получила название вольта (*в*):

$$1\ в = \frac{1\ дж}{1\ к}.$$

За единицу потенциала 1в в системе СИ *принимается потенциал такой точки поля, в которой единица заряда* (1 *к*) *обладает потенциальной энергией в* 1 *дж.* Из определения вольта следует, что

$$1\ в = \frac{10^7\ эрг}{3 \cdot 10^9\ \text{СГСЭ ед. заряда}} = \frac{1}{300}\ \text{СГСЭ ед. потенциала.}$$

В соответствии с определением потенциала произвольный заряд Q в поле с потенциалом U обладает потенциальной энергией, равной

$$W = UQ. \qquad (7,2)$$

В настоящем параграфе дано наиболее общее определение потенциала электрического поля. Общность этого определения заключается в том, что в нем не дано способа измерения запаса потенциальной энергии заряда. Потенциальная энергия заряда в электростатическом поле есть относительная величина. Для получения численного значения потенциала в каждом конкретном случае следует выбрать энергетический уровень, относительно которого определяется запас энергии заряда. Конкретные определения потенциала, связанные с выбором таких энергетических уровней, даются ниже.

§ 8. Работа перемещения заряда в электрическом поле

Пусть заряд Q перемещается под действием электрических сил из точки *1* с потенциалом U_1 (рис. 1.10) в точку *2* с потенциалом U_2. Запас потенциальной энергии в точке *1* равен $W_1 = U_1 Q$, в точке *2* равен $W_2 = U_2 Q$. Перемещение заряда под действием поля происходит в сторону убыли потенциальной энергии, и работа перемещения на основании закона сохранения энергии равна уменьшению потенциальной энергии:

$$A = W_1 - W_2 = -\Delta W.$$

UNREGISTERED COPY OF SCANPAPYRUS

Подставляя величины потенциальных энергий заряда в точках *1* и *2*, получим:

$$A = -Q\Delta U, \quad \text{или} \quad A = Q(U_1 - U_2). \tag{8,1}$$

Работа электрических сил при перемещении заряда в электростатическом поле равна произведению величины заряда на убыль потенциала.

Формула (8,1) есть одно из основных соотношений учения об электричестве; из нее следует, что *работа электростатического поля по перемещению заряда между двумя точками не зависит от формы пути, по которому перемещается заряд.*

Так как электрические заряды под действием электрических сил двигаются в сторону уменьшения потенциальной энергии, то положительные заряды из состояния покоя перемещаются в сторону убыли потенциала, отрицательные — в сторону его возрастания.

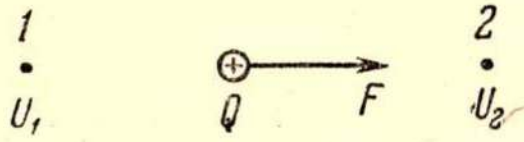


Рис. 1.10. К вычислению работы по перемещению заряда в электрическом поле с использованием потенциала.

Если при своем движении заряд не испытывает сопротивления (движение в вакууме), то сумма его кинетической и потенциальной энергии неизменна во времени:

$$\frac{mv^2}{2} + QU = \text{const}.$$

При этом общее изменение энергии равно нулю:

$$\Delta\left(\frac{mv^2}{2}\right) + Q\Delta U = 0,$$

$$\Delta\left(\frac{mv^2}{2}\right) = Q\,(U_1 - U_2), \tag{8,2}$$

где $\frac{mv^2}{2}$ — кинетическая энергия заряда.

Пользуясь формулой (8,2), кинетическую энергию движущихся зарядов можно выражать в так называемых электрон-вольтах (*эв*). 1 электрон-вольт — это такая энергия, которую приобретает электрон, пробегая в вакууме разность потенциалов в 1 *в*.

$$1\ эв = 1{,}6\cdot 10^{-19}\ дж.$$

В электрон-вольтах измеряют энергию элементарных частиц (электронов, протонов и др.).

Электрические заряды, с которыми приходится иметь дело в экспериментах, всегда расположены на ограниченных участках пространства. Энергия электрических полей пространственно ограниченных зарядов должна быть конечна. Из этого следует, что любое поле пространственно ограниченных зарядов должно исчезать в бесконечности ($U_\infty = 0$; $E_\infty = 0$). Поэтому в теории электричества бесконечность с ее нулевым потенциалом условно принимается за уровень отсчета абсолютных значений потенциалов полей.

UNREGISTERED COPY OF SCANPAPYRUS

Пусть положительный заряд q под действием электрических сил перемещается из данной точки в бесконечность. Тогда, пользуясь подстановкой $U_2 = 0$; $U_1 = U$; $A_{1,2} = A_\infty$, из (8,1) получим:

$$U = \frac{A_\infty}{Q}. \tag{8,3}$$

Согласно (8,3), *электрический потенциал измеряется работой электрических сил по перемещению единицы положительного заряда из данной точки поля в бесконечность.*

Такое определение потенциала связано с определением запаса потенциальной энергии относительно бесконечности. При рассмотрении многих задач электростатики пользуются данным определением потенциала, например при определении потенциала точечного заряда.

Из (8,3) следует, что потенциал поля положительных зарядов относительно бесконечности больше нуля, а отрицательных зарядов меньше нуля, так как при перемещении положительного заряда в бесконечность электрические силы отталкивания совершают работу (работа поля положительна), во втором случае аналогичная работа перемещения связана с работой

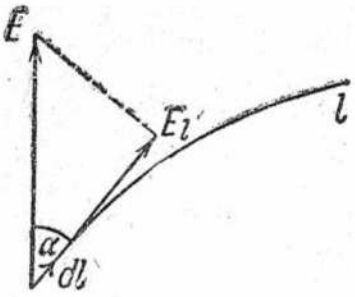


Рис. 1.11. К вычислению работы по перемещению заряда в электрическом поле с использованием напряженности.

против электрических сил притяжения (работа поля отрицательна).

При вычислении работы потенциалу U_h произвольной точки поля всегда можно приписать любое произвольно выбранное значение. Это можно сделать потому, что для измерения работы имеет смысл лишь разность потенциалов двух точек поля, но не абсолютные значения потенциалов. Однако как только будет зафиксировано значение потенциала в одной точке поля (будет выбран уровень отсчета потенциалов), то значение его во всех точках определится уравнением (8.1).

Если электрический заряд перемещается по произвольному замкнутому контуру так, что начало пути совпадает с его концом, то, согласно (8,1), результирующая работа электрических сил равна нулю (разность потенциалов равна нулю) : $A_{1,1}=0$.

Пусть работа поля при бесконечно малом перемещении равна dA, тогда для вычисления работы электрических сил на конечном пути l необходимо взять интеграл вида

$$A = \int_l dA,$$

распространив его на весь путь перемещения. В согласии с предыдущим, интеграл такого вида, взятый по замкнутому контуру, равен нулю:

$$\oint_l dA = 0. \qquad (8,4)$$

UNREGISTERED COPY OF SCANPAPYRUS

Элементарная работа электрических сил при бесконечно малом перемещении dl заряда Q (рис. 1.11) равна:

$$dA = EQdl\cos(\widehat{Edl}). \qquad (8,5)$$

Величина $E\cos(\widehat{Edl}) = E_l$ есть проекция напряженности поля на направление dl. Таким образом, $dA = QE_l dl$. Используя последнее выражение, перепишем (8,4):

$$Q\oint E_l dl = 0.$$

Так как $Q \neq 0$, то

$$\oint E_l dl = 0. \qquad (8,6)$$

Величина $\oint E_l dl$ называется циркуляцией вектора напряженности поля. Таким образом, циркуляция вектора напряженности электростатического поля по произвольному контуру равна нулю.

Электростатическое поле есть частный случай электрического поля. Как будет показано позднее (гл. X и XIV), изменяющееся

магнитное поле возбуждает в пространстве электрическое поле с замкнутыми линиями напряженности и с циркуляцией вектора напряженности, отличной от нуля. Такое поле не является потенциальным и для него нельзя применять понятие потенциала.

Величина $\oint E_l dl$ есть работа перемещения по замкнутому пути единичного заряда. С точки зрения силовой характеристики нулевое значение циркуляции объясняется тем, что линии напряженности не могут быть замкнутыми линиями. Поэтому при перемещении заряда по замкнутой линии на одних участках работа электрических сил будет положительна, на других — отрицательна, результирующая же работа при этом равна нулю.

Работа перемещения заряда из точки *1* в точку *2* на основании (8,5) может быть выражена интегралом

$$A_{1,2} = Q \int_l E \cos(\widehat{Edl})\, dl. \qquad (8,7)$$

Из сравнения (8,1) и (8,7) следует, что расчет работы с использованием потенциала гораздо проще, нежели такой же расчет с использованием напряженности поля. В первом случае необходимы сведения о значениях потенциала начала и конца пути, во втором же случае требуются сведения о напряженности поля во всех точках этого пути. Следует еще отметить, что разность потенциалов легче измерить на опыте, чем напряженность поля.

Разность потенциалов или напряжение во многих случаях обозначают одной буквой:

$$U_{1,2} = U_1 - U_2, \text{ или } U = U_1 - U_2.$$

UNREGISTERED COPY OF SCANAPYRUS

Из определения напряжения следует, что в электрическом поле напряжение вдоль замкнутого контура равно нулю. При введенных обозначениях формула (8,1) принимает вид:

$$A_{1,2} = QU_{1,2}, \text{ или } A = QU.$$

Напряжение и потенциал измеряются в одних единицах, поэтому, не связывая определение единицы потенциала с каким-либо уровнем отсчета потенциальной энергии, удобнее в практическом отношении определение этой величины дать на основании формулы

$$U_{1,2} = \frac{A_{1,2}}{Q}.$$

За единицу напряжения (потенциала) принимается такая разность потенциалов, при которой перемещение единицы заряда сопровождается работой, равной единице. Из этого определения следуют единицы, введенные в § 7. В частности, *разность потенциалов равна одному вольту, если прохождение* 1 *к электричества данной разности потенциалов сопровождается работой в* 1 *дж.*

§ 9. Соединение с Землей

Опытами установлено, что Земля, являющаяся проводником, имеет избыточный отрицательный заряд, а поэтому ее потенциал относительно бесконечности отличен от нуля.

Если соединить с Землей любое заряженное тело, например шар A (рис. 1.12), имеющее другой потенциал, то возникает перемещение зарядов, т. е. электрический ток, который будет существовать до выравнивания их потенциалов. Размеры Земли огромны по сравнению с телами, которые в опыте соединяют с Землей, поэтому практически, сколько бы мы ни сообщали или не отнимали у Земли электричества, это не повлияет заметно на величину ее потенциала.

Потенциал Земли, подобно температуре тающего льда, принимается за «нулевую точку» при измерении потенциалов других тел.

Потенциал Земли является уровнем отсчета других потенциалов: всякий потенциал, лежащий выше его, считается положительным, лежащий ниже его — отрицательным. Знак и величина потенциала относительно Земли определяется по работе перенесения заряда из данной точки поля на Землю. При этом разность потенциалов между двумя точками поля будет такой же, как если бы потенциалы определялись относительно бесконечности. Покажем это строже. Пусть точки *1* и *2* относительно бесконечности имеют потенциалы U_1 и U_2, потенциалы их относительно Земли — $U_{1,з}$ и $U_{2,з}$. Потенциал Земли относительно бесконечности пусть будет $U_з$.

Тогда

$$\left.\begin{aligned} U_{1,з} &= U_1 - U_з, \\ U_{2,з} &= U_2 - U_з, \end{aligned}\right\} U_{1,з} - U_{2,з} = U_1 - U_2.$$

Аналогичное положение встречается в механике при определении потенциальной энергии в поле силы тяжести. Потенциальную энергию приподнятого над Землей тела можно определить относительно любого произвольного уровня, при этом работа силы тяжести при переносе тела из одной точки в другую будет определяться разностью энергий в этих точках, которая не зависит от выбора уровня отсчета энергии.

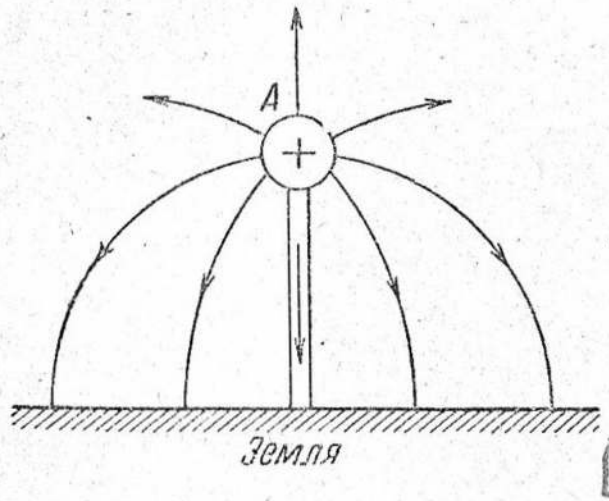


Рис. 1.12. К вопросу соединения с Землей.

В заключение заметим, что во многих электрических и радиотехнических устройствах различ-

UNREGISTERED COPY OF SCANPAYRUS

ные их части соединяются с землей, т. е. заземляются. Это делается для того, чтобы сохранять неизменным потенциал тех или иных проводящих элементов.

§ 10. Измерение напряжений

Для измерения напряжений служат приборы, называемые электрометрами или электростатическими вольтметрами. Простейшим электрометром может служить обычный электроскоп с листочками, если он имеет металлический корпус. На рисунке 1.13 изображен один из простейших электрометров с алюминиевой стрелкой. Стрелка прибора укреплена на металлическом стержне и может вращаться около горизонтальной оси. Стержень со стрелкой хорошо изолирован в верхней части прибора от металлического корпуса при помощи изолирующей пробки (янтаря, эбонита и др.). Прибор имеет шкалу для отсчета угла отклонения стрелки.

Для измерения потенциала проводника (напряжения относительно Земли) корпус электрометра соединяют с Землей, стержень — с заряженным телом (рис. 1.14). Тогда корпус прибора примет потенциал Земли, стержень со стрелкой — потенциал исследуемого проводника. При наличии разности потенциалов между стержнем и корпусом стрелка отклонится на определенный угол, который соответствует определенному напряжению между стержнем и корпусом.

UNREGISTERED COPY OF SCANPAPYRUS

Прибор можно отградуировать в вольтах. Градуировка прибора может быть произведена с помощью электрометра с известной шкалой, с которым данный прибор соединяется параллельно, или с помощью источников известных напряжений (гальванических элементов и др.).

Следует отметить, что чувствительность электрометров с листочками очень низкая (порядка сотен вольт на градус), поэтому они применяются для измерения больших

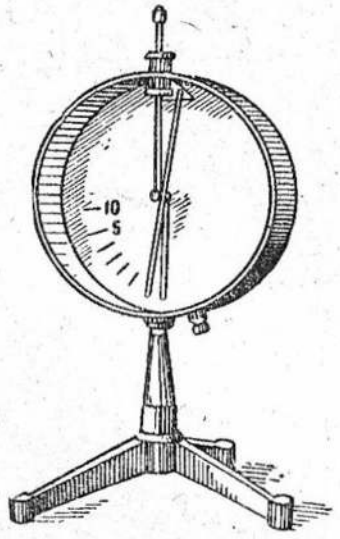


Рис. 1.13. Электрометр.

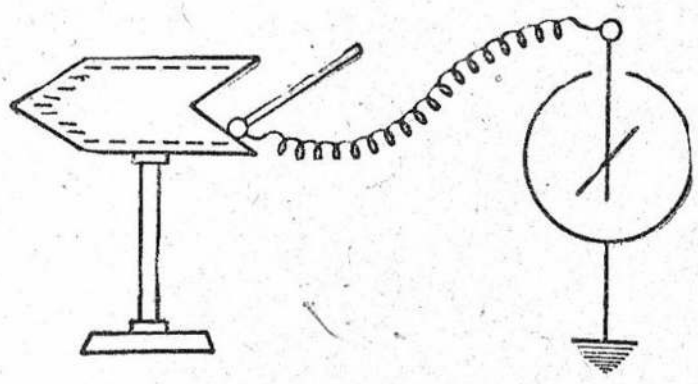


Рис. 1.14. Измерение потенциала заряженного проводника относительно Земли.

напряжений, например таких, какие возникают при электризации трением. Более чувствительные электростатические вольтметры рассматриваются позднее (§ 30).

Измеренное напряжение между Землей и проводником имеет смысл потенциала тела (относительно Земли). Если измеренный потенциал оказался U вольт, то один кулон электричества относительно Земли имеет U джоулей потенциальной энергии.

Электрометром можно измерить разность потенциалов между двумя любыми проводниками, для этого один проводник соединяют с корпусом прибора, другой — со стержнем.

Шкалу аналогичных электростатических вольтметров легко перерассчитать в шкалу отсчета зарядов, что будет рассмотрено позднее (§ 31).

Пользуясь электрометром, легко убедиться, что поверхность проводника всюду имеет один потенциал. Если в опыте, изображенном на рисунке 1.14, прибор соединять с различными точками поверхности проводника, то при любой его форме отклонение стрелки электрометра будет неизменным.

§ 11. Потенциал результирующего поля

В § 5 рассматривался вопрос о способе нахождения напряженности поля, образованного несколькими зарядами. Там был введен принцип суперпозиции электрических полей.

UNREGISTERED COPY OF SCANPAPYRUS

В физике принцип суперпозиции распространяется и на определение потенциалов сложных полей; так как потенциал есть скалярная величина, то в соответствии с принципом наложения *потенциал результирующего поля равен алгебраической сумме потенциалов составляющих полей.*

Если накладываемые поля в данной точке характеризуются потенциалами U_1, $U_2, \ldots, U_n$, то результирующий потенциал в этой точке равен:

$$U = \sum_{k=1}^{n} U_k. \qquad (11,1)$$

§ 12. Эквипотенциальные поверхности. Градиент потенциала и напряженность поля

В электрическом поле можно провести поверхность так, чтобы ее точки имели бы один и тот же потенциал. Такие поверхности называются поверхностями равного потенциала или эквипотенциальными поверхностями. Пользуясь эквипотенциальными поверхностями, можно поля изобразить графически, подобно тому как это делается с помощью линий напряженности.

Так как все точки эквипотенциальной поверхности имеют одинаковый потенциал, то работа перемещения заряда вдоль поверхности равна нулю. Это значит, что электрические силы, действующие на заряд, всегда направлены по нормалям к поверхности равного потенциала. Отсюда следует, что *линии напряженности всегда перпендикулярны к эквипотенциальным поверхностям.*

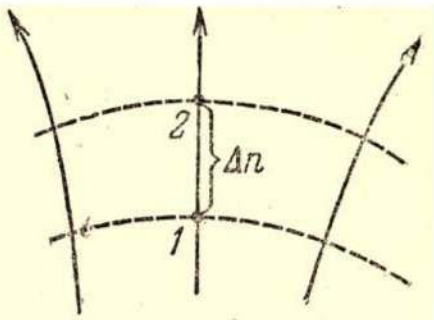


Рис. 1.15. Линии напряженности и эквипотенциальные поверхности.

На рисунке 1.15 изображены эквипотенциальные поверхности и линии напряженности некоторого произвольного поля. Пусть расстояние между эквипотенциальными поверхностями по нормали будет Δn. Можно всегда выбрать расстояние между эквипотенциальными поверхностями настолько малым, чтобы напряженность поля вдоль отрезка Δn можно было считать постоянной. Пусть в этих условиях заряд перемещается из точки *1* в точку *2* (рис. 1.15). Работа перемещения может быть определена через разность потенциалов

$$\Delta A = -Q\Delta U$$

и через напряженность поля

UNREGISTERED COPY OF SCANPAPYRUS

$$\Delta A = QE\Delta n.$$

Из этих двух способов расчета работы следует, что

$$E = -\frac{\Delta U}{\Delta n}. \qquad (12,1)$$

Физический смысл полученного выражения следующий: *напряженность поля измеряется уменьшением потенциала, приходящимся на единицу длины вдоль линии напряженности.* Знак минус в (12,1) связан с направлением напряженности (напряженность направлена в сторону уменьшения потенциала). Выражение (12,1) отображает связь энергетической характеристики поля с ее силовой характеристикой.

Из формулы (12,1) вытекает другое определение единицы напряженности поля. В технике измеряют напряженность поля в вольтах на сантиметр или метр:

$$1\ в/м = \frac{1}{30\,000}\ \text{СГСЭ ед. напряженности.}$$

Напряженность в 1 в/м — это напряженность такого поля, в котором разность потенциалов на 1 м длины линии напряженности равна 1 в. Так, средняя величина напряженности электрического поля у поверхности Земли в Европе порядка 130 *в/м.*

Беря предел отношения (12,1) при $\Delta n \to 0$, получим:

$$E = -\frac{dU}{dn}. \qquad (12,2)$$

Введем единичный вектор $\vec{n}_0$, совпадающий с направлением линии напряженности, тогда векторное значение напряженности выразится формулой:

$$\vec{E} = -\frac{dU}{dn}\vec{n}_0,$$

т. е. *напряженность электрического поля равна градиенту потенциала с обратным знаком.* Составляющие вектора напряженности по осям прямоугольной системы координат равны:

$$E_x = -\frac{\partial U}{\partial x}, \quad E_y = -\frac{\partial U}{\partial y}, \quad E_z = -\frac{\partial U}{\partial z}. \qquad (12,3)$$

При этом модуль вектора напряженности равен:

$$E = \sqrt{\left(\frac{\partial U}{\partial x}\right)^2 + \left(\frac{\partial U}{\partial y}\right)^2 + \left(\frac{\partial U}{\partial z}\right)^2}. \qquad (12,4)$$

Эквипотенциальные линии на графике можно проводить с произвольной густотой, но обычно их проводят на картах полей так, чтобы они соответствовали одинаковым приращениям потенциала, например 1, 2, 3 и т. д. вольт. В этом случае быстрота изменений потенциала в направлении линии напряженности будет обратно пропорциональна расстоянию между соседними эквипотенциальными линиями. Поэтому густота эквипотенциальных линий пропорциональна напряженности поля. Таким образом, по картине расположения эквипотенциальных поверхностей всегда можно составить представление о расположении линий напряженности.

UNREGISTERED COPY OF SCANPAPYRUS

В § 10 отмечалось, что при равновесии зарядов на проводнике на нем всюду потенциал одинаков, а это значит, что поверхность проводника есть эквипотенциальная поверхность и что линии напряженности поля перпендикулярны к поверхности проводника.

На рисунке 1.16 изображено поле двух разноименных точечных зарядов.

На рисунке 1.17 изображено поле двух разноименно заряженных параллельных пластин (плоский конденсатор). Внутри плоского конденсатора поле однородно (линии напряженности, а также эквипотенциальные поверхности расположены параллельно). У краев пластин линии напряженности и эквипотенциальные поверхности расходятся (поле неоднородно).

Из вышеизложенного следует, что распределение потенциалов в пространстве однозначно определяет поле вектора $\vec{E}$. В этом

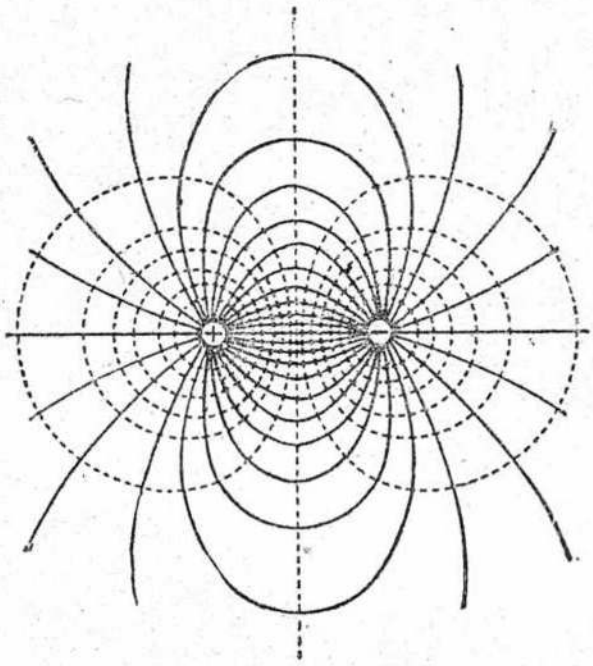


Рис. 1.16. Линии напряженности и эквипотенциальные поверхности поля двух разноименных зарядов.

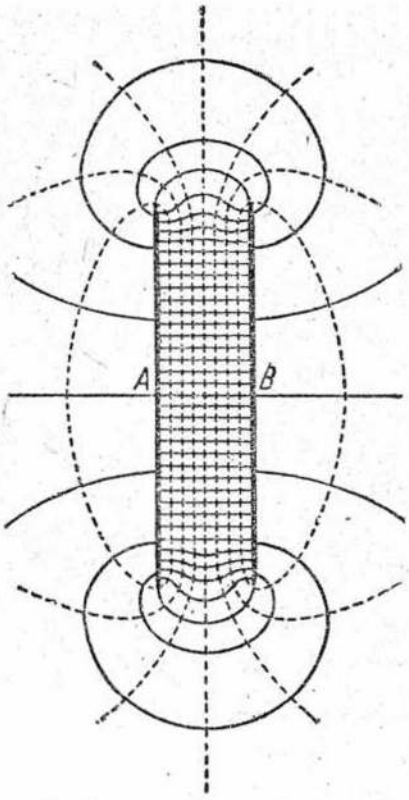


Рис. 1.17. Электрическое поле плоского конденсатора.

смысле электростатическое поле часто называют потенциальным полем, понимая под этим то, что скалярная функция U однозначно определяет векторное поле напряженности. Одним из характерных свойств потенциального поля является равенство нулю циркуляции напряженности этого поля (§ 8).

UNREGISTERED COPY OF SCANPARYRUS

§ 13. Поле точечного заряда

Пусть поле точечного заряда Q исследуется зарядом q. Так как сила, действующая между этими точечными зарядами, равна:

$$F = \frac{Qq}{4\pi\varepsilon_0\varepsilon r^2},$$

то напряженность поля в том месте, где находится заряд q, согласно (4,1), будет равна:

$$E = \frac{F}{q} = \frac{Q}{4\pi\varepsilon_0\varepsilon r^2}. \qquad (13,1)$$

Таким образом, напряженность точечного заряда убывает обратно пропорционально квадрату расстояния от заряда. Введя единичное значение радиус-вектора $\frac{\vec{r}}{r}$, можно (13,1) записать в векторной форме:

$$\vec{E} = \frac{Q}{4\pi\varepsilon_0\varepsilon r^3}\vec{r}, \qquad (13,2)$$

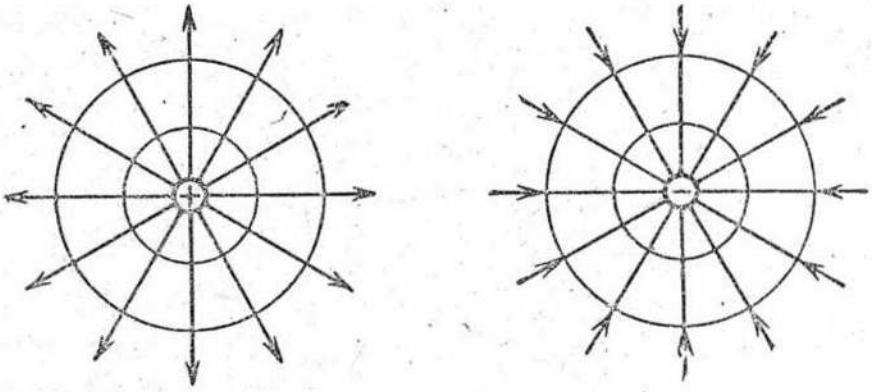


Рис. 1.18. Поля точечных зарядов.

где r — абсолютное значение расстояния от заряда до точки наблюдения, а $\vec{r}$ — радиус-вектор, направленный от заряда к точке наблюдения. Из (13,2) видно, что линии напряженности точечного заряда совпадают с радиусами, а эквипотенциальные поверхности будут сферическими и их центр будет совпадать с местом нахождения точечного заряда.

На рисунке 1.18 изображены поля точечных зарядов. Так как линии напряженности в рассматриваемом случае совпадают с радиусами, то формулу (12,2) можно записать так:

$$E = -\frac{dU}{dr}.$$

UNREGISTERED COPY OF SCANPAPYRUS

Используя (13,1), запишем:

$$\frac{Q}{4\pi\varepsilon_0\varepsilon r^2} = -\frac{dU}{dr}, \text{ или } dU = -\frac{Q}{4\pi\varepsilon_0\varepsilon r^2}dr.$$

Интегрируя последнее выражение, найдем:

$$U = \frac{Q}{4\pi\varepsilon_0\varepsilon r} + C,$$

где C — постоянная интегрирования. Так как потенциал в бесконечности ($r=\infty$) равен нулю ($U_\infty=0$), то $C=0$, при этих условиях последнее выражение принимает вид:

$$U = \frac{Q}{4\pi\varepsilon_0\varepsilon r}. \qquad (13,3)$$

Следовательно, потенциал точечного заряда убывает обратно пропорционально расстоянию от заряда. Из (13,3) следует, что эквипотенциальные поверхности точечного заряда суть сферические поверхности, знак же потенциала всюду определяется знаком заряда, образующего поле.

В соответствии с определением потенциала энергия заряда q в поле точечного заряда Q равна:

$$W = Uq = \frac{Qq}{4\pi\varepsilon_0\varepsilon r}. \qquad (13,4)$$

Работа перемещения заряда в таком поле равна:

$$A_{1,2} = \frac{Qq}{4\pi\varepsilon_0\varepsilon}\left(\frac{1}{r_1} - \frac{1}{r_2}\right). \qquad (13,5)$$

Согласно (3,1), напряженность и потенциал поля точечного заряда в системе СГСЭ выражаются формулами:

$$\left.\begin{aligned} E &= \frac{Q}{\varepsilon r^2}, \\ U &= \frac{Q}{\varepsilon r}. \end{aligned}\right\} \qquad (13,6)$$

§ 14. Поле диполя и взаимодействие диполей

Система из двух точечных зарядов $+q$ и $-q$, находящихся на расстоянии l друг от друга, называется диполем (рис. 1.19).

Такую систему в физике рассматривают потому, что центры положительных и отрицательных зарядов молекул многих веществ можно представить смещенными друг относительно друга. Представление о диполях часто позволяет с известным приближением описать взаимодействие молекул различных веществ. Модель дипольного строения вещества лежит в основе теории диэлектриков.

UNREGISTERED COPY OF SCANPAPYRUS

Произведение положительного заряда на расстояние между зарядами называется моментом диполя:

$$p = ql. \qquad (14,1)$$

Если расстояние между зарядами охарактеризовать вектором $\vec{l}$, направленным от отрицательного заряда к положительному, то момент диполя можно представить вектором:

$$\vec{p} = q\vec{l}. \qquad (14,2)$$

Ниже рассматриваются жесткие диполи, т. е. такие диполи, расстояние между зарядами которых постоянно. Пользуясь рисунком 1.19, произведем расчет поля диполя. Будем исследовать поле диполя в вакууме. Согласно (13,3) и в соответствии с принципом суперпозиции (11,1), потенциал поля диполя в данной точке наблюдения равен:

$$U = \frac{q}{4\pi\varepsilon_0}\left(\frac{1}{r_2} - \frac{1}{r_1}\right) = \frac{q}{4\pi\varepsilon_0}\cdot\frac{r_1 - r_2}{r_1 r_2},$$

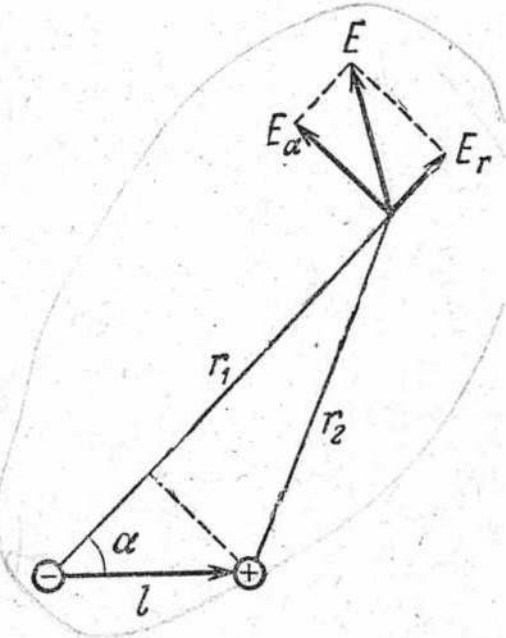


Рис. 1.19. К расчету поля диполя.

где r_2 и r_1 — расстояния от положительного и отрицательного зарядов диполя до точки наблюдения. Пусть точка наблюдения выбрана так, что длина l намного меньше расстояний r_1 и r_2. В этом случае можно положить, что

$$r_1 - r_2 \approx l\cos\alpha, \quad r_1 r_2 \approx r^2,$$

и предыдущую формулу можно переписать так:

$$U = \frac{ql\cos\alpha}{4\pi\varepsilon_0 r^2} = \frac{p\cos\alpha}{4\pi\varepsilon_0 r^2}, \tag{14,3}$$

где α — угол между направлением момента диполя и направлением к точке наблюдения, проведенным из диполя.

Зная зависимость потенциала от координат, можно определить напряженность поля по формулам (12,3). Для этой цели будем пользоваться полярными координатами r и α с полярной осью, совпадающей с моментом диполя. Составляющая напряженности поля E_r (проекция напряженности на r) равна:

$$E_r = -\frac{\partial U}{\partial r} = \frac{p\cos\alpha}{2\pi\varepsilon_0 r^3}. \tag{14,4}$$

Составляющая, перпендикулярная к r, равна:

$$E_\alpha = -\frac{\partial U}{r\partial\alpha} = \frac{p\sin\alpha}{4\pi\varepsilon_0 r^3}. \tag{14,5}$$

UNREGISTERED COPY OF SCANPAPYRUS

Полная напряженность в точке наблюдения равна:

$$E = \sqrt{E_r^2 + E_\alpha^2} = \frac{p}{4\pi\varepsilon_0 r^3}\sqrt{3\cos^2\alpha + 1}. \tag{14,6}$$

Если $\alpha = 0$ или $\alpha = \pi$, то

$$E = \frac{p}{2\pi\varepsilon_0 r^3}. \tag{14,7}$$

Эта формула определяет напряженность поля для точек, лежащих на линии момента диполя.

Если

$$\alpha = \frac{\pi}{2} \quad \text{или} \quad \alpha = \frac{3}{2}\pi, \quad \text{то}$$

$$E = \frac{p}{4\pi\varepsilon_0 r^3}. \tag{14,8}$$

Эта формула определяет напряженность поля по линии, перпендикулярной к моменту диполя. Сравнивая (14,7) и (14,8), видим, что в обоих случаях напряженность обратно пропорциональна кубу расстояния от диполя.

Исходя из формулы (14,7), легко найти силу взаимодействия двух жестких диполей, расположенных вдоль одной прямой на

расстоянии r (при $r \gg l$). Пусть моменты диполей направлены в одну сторону (рис. 1.20). Определим силу, действующую на второй диполь со стороны первого. Сила, приложенная к заряду $-q_2$, равна $f_1 = -q_2E$. Сила, действующая на заряд $+q_2$, равна $f_2 = q_2\left(E + \frac{\partial E}{\partial r} l_2\right)$. Результирующая сила, приложенная ко второму диполю, определяется выражением:

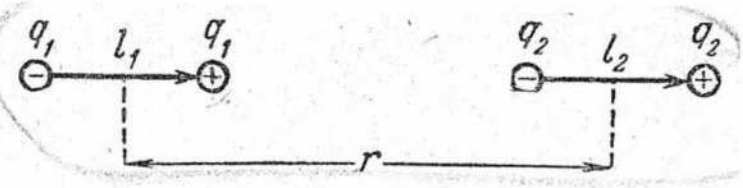


Рис. 1.20. К определению взаимодействия диполей.

$$f = f_1 + f_2, \quad f = q_2 l_2 \frac{\partial E}{\partial r} = p_2 \cdot \frac{\partial E}{\partial r}.$$

Так как

$$E = \frac{p_1}{2\pi\varepsilon_0 r^3}, \text{ то}$$

$$f = -\frac{3p_1p_2}{2\pi\varepsilon_0 r^4}.$$

Такая же сила действует и на первый диполь.

Если моменты диполей направлены противоположно, то сила взаимодействия выражается такой же формулой, только со знаком плюс (в этом случае имеет место отталкивание). Таким образом, сила взаимодействия двух диполей, направленных по одной линии, равна:

$$f = \pm \frac{3p_1p_2}{2\pi\varepsilon_0 r^4}. \qquad (14,9)$$

UNREGISTERED COPY OF SCANPAVIRUS

§ 15. Диполь в электрическом поле

Рассмотрим действие однородного электрического поля на диполь (рис. 1.21). Такое поле существует в пространстве между двумя параллельными плоскостями, заряженными разноименно. На каждый заряд диполя действует сила qE. Эти силы, действуя в противоположные стороны, создают момент пары

$$M = qEl \sin\alpha = pE \sin(\hat{pE}), \qquad (15,1)$$

где $\alpha = (\hat{pE})$ — угол между моментом диполя и напряженностью поля. Согласно (15,1), вектор момента пары $\vec{M}$ можно представить через векторное произведение векторов $\vec{p}$, $\vec{E}$:

$$\vec{M} = [\vec{p}\vec{E}]. \qquad (15,2)$$

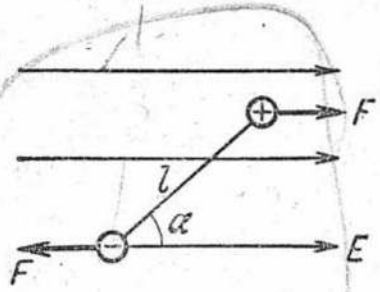


Рис. 1.21. Диполь в однородном электрическом поле.

Абсолютное значение векторного произведения (15,2) равно $pE\sin(\widehat{pE})$ (равно площади параллелограмма, построенного на векторах $\vec{p}$, $\vec{E}$). Направление же вектора $\vec{M}$ таково, что он перпендикулярен $\vec{p}$ и $\vec{E}$ и образует с ними правовинтовую систему (рис. 1.22).

Из разобранного видно, что в однородном электрическом поле на диполь действует только пара сил, которая стремится повернуть диполь по линиям напряженности.

Теперь рассмотрим диполь в неоднородном электрическом поле (рис. 1.23). Если заряды диполя расположены в точках *1* и *2*, то потенциальная энергия диполя равна:

$$W = -qU_1 + qU_2 = q(U_2 - U_1),$$

где U_1 и U_2 — потенциалы точек *1* и *2*. При достаточно малой длине диполя справедливо

$$U_2 - U_1 = \frac{dU}{dn}\Delta n,$$

где Δn — расстояние по нормали между эквипотенциальными поверхностями, проходящими через точки *1* и *2*. Из рисунка 1.23 видно, что

$$\Delta n = l\cos\alpha.$$

Тогда

$$W = ql\frac{dU}{dn}\cos\alpha = p\cdot\frac{dU}{dn}\cos\alpha.$$

Используя подстановку $\frac{dU}{dn} = -E$, перепишем последнее в виде

$$W = -pE\cos\alpha = -\vec{p}\vec{E}. \qquad (15,3)$$

UNREGISTERED COPY OF SCANPAPYRUS

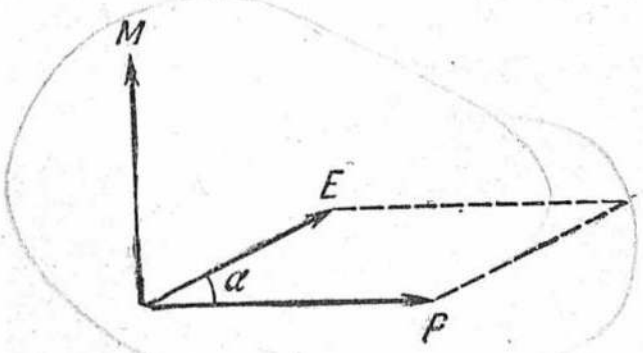


Рис. 1.22. Момент пары M, действующий на диполь p в электрическом поле E.

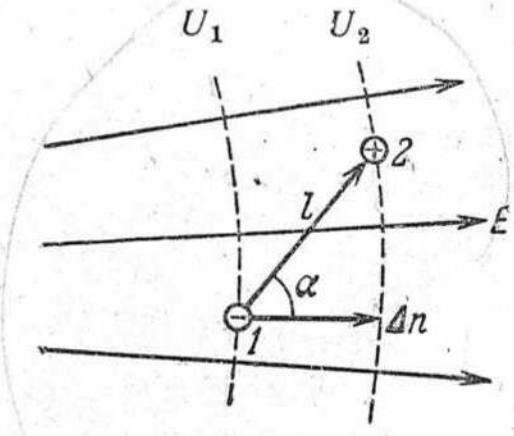


Рис. 1.23. Диполь в неоднородном электрическом поле.

Движение диполя за бесконечно малый промежуток времени сводится к повороту диполя на угол $d\alpha (d\alpha<0)$ и к поступательному перемещению его центра на расстояние dn вдоль линии напряженности данной точки поля. Работа произвольного перемещения диполя определяется уменьшением его потенциальной энергии (15,3):

$$dA = -dW = -pE\sin\alpha\cdot d\alpha + p\cos\alpha\cdot dE.$$

Так как смещение диполя происходит по линии напряженности, то $dE = \frac{dE}{dn}dn$; используя дополнительно (15,1), получим:

$$dA = -Md\alpha + p\cdot\frac{dE}{dn}\cos\alpha\cdot dn. \qquad (15,4)$$

Из (15,4) видно, что работа движения диполя представляется работой вращения под воздействием момента пары

$$dA_1 = -Md\alpha \qquad (15,5)$$

и работой перемещения центра массы диполя

$$dA_2 = p\cdot\frac{dE}{dn}\cos\alpha\cdot dn. \qquad (15,6)$$

Работа перемещения центра массы происходит под действием силы

UNREGISTERED COPY OF SCANPAPYRUS

$$F = p\cdot\frac{dE}{dn}\cos\alpha, \qquad (15,7)$$

которая может быть только разностью сил, приложенных к зарядам диполя. Если момент диполя направлен по полю ($\alpha=0$, $M=0$), то работа перемещения диполя

$$dA = p\cdot\frac{dE}{dn}dn.$$

Сила, действующая на диполь, в этом случае равна:

$$F = p\cdot\frac{dE}{dn}. \qquad (15,8)$$

Так как $dA>0$, то $dE>0$. Иначе говоря, результирующая сила, действующая на диполь, ориентированный по полю ($\alpha=0$), направлена в сторону возрастания напряженности поля.

Из вышеизложенного следует, что диполь, находящийся в неоднородном поле, поворачивается по полю и втягивается в область более сильного поля.

Небольшие частицы произвольной формы, помещенные в электрическое поле, ведут себя как диполи. На их концах возникают индуцированные заряды, равные по величине и противоположные по знаку. Под воздействием электрических сил

частицы ориентируются по полю, а затем перемещаются в сторону увеличения напряженности поля независимо от знака притягивающего заряда. Этим объясняется притяжение частиц заряженными телами и их ориентация вдоль линий напряженности.

§ 16. Поле произвольно распределенных электрических зарядов

В § 12 было установлено, что вектор напряженности однозначно определяется скалярной функцией — потенциалом поля. Поэтому электростатическое поле считается известным, если в каждой его точке известны или напряженность, или потенциал. В общей форме задача отыскания распределения потенциалов является более простой, нежели аналогичная задача отыскания распределения напряженности. Ниже, исходя из заданного распределения зарядов, определяются общие уравнения для потенциалов.

Пусть имеется произвольная система точечных зарядов q_1, q_2, ..., q_n. Необходимо найти потенциал результирующего поля в данной точке. Потенциал поля такой произвольной системы, согласно принципу наложения, равен сумме потенциалов полей каждого из этих зарядов в отдельности. В системе СИ

UNREGISTERED COPY OF SCANPAPYRUS

$$U = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0} \sum_{k=1} \frac{q_k}{r_k}, \qquad (16,1)$$

где r_k — расстояние точки поля, в которой определяется потенциал от заряда q_k.

Последняя формула написана для вакуума. Но, как показывается позднее (гл. III), это соотношение можно применять и для других сред, если в систему зарядов, образующих поле, включать поляризационные заряды диэлектрика.

Применим формулу (16,1) для расчета потенциала поля зарядов, распределенных по поверхности проводящего тела. Для этого введем понятие поверхностной плотности зарядов. Пусть на некоторый участок поверхности приходится заряд Δq, тогда средняя поверхностная плотность зарядов этого участка определяется отношением:

$$\sigma_{ср} = \frac{\Delta q}{\Delta S}.$$

Поверхностная плотность в данной точке равна пределу, к которому стремится это отношение при стягивании поверхности к нулю:

$$\sigma = \lim_{\Delta S \to 0} \frac{\Delta q}{\Delta S} = \frac{dq}{dS}.$$

Весь заряд, расположенный на поверхности, может быть представлен как совокупность элементарных зарядов бесконечно малых элементов поверхности dS:

$$dq = \sigma dS.$$

Каждый такой элементарный заряд можно принять точечным зарядом, поэтому формулу (16,1) можно применить для данного случая с заменой суммирования интегрированием по всем элементам всех заряженных поверхностей:

$$U = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0}\int \frac{\sigma dS}{R}, \qquad (16,2)$$

где R — расстояние от точки с потенциалом U до элемента поверхности dS.

Во многих случаях заряды оказываются распределенными по объему тел, и это распределение характеризуется объемной плотностью зарядов. Пусть в некоторой части объема ΔV имеется заряд Δq. Тогда средняя объемная плотность заряда в этом месте определяется отношением:

$$\rho_{ср} = \frac{\Delta q}{\Delta V}.$$

Объемная плотность зарядов в данной точке пространства равна пределу этого отношения при стягивании объема к нулю:

UNREGISTERED COPY OF SCANRAPYRUS

$$\rho = \lim_{\Delta V \to 0} \frac{\Delta q}{\Delta V} = \frac{dq}{dV}.$$

Заряд каждого тела является совокупностью элементарных зарядов бесконечно малых элементов объема dV:

$$dq = \rho dV.$$

Каждый такой элементарный заряд можно принять точечным, и в соответствии с этим для поля объемных зарядов формула (16,1) принимает вид:

$$U = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0}\int \frac{\rho dV}{R}, \qquad (16,3)$$

где R — расстояние точки поля с потенциалом U от элемента объема dV.

В общем случае, когда имеет место объемное и поверхностное распределение зарядов, потенциал результирующего поля определяется суммой потенциалов, образованных поверхностными и объемными зарядами:

$$U = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0}\left\{\int \frac{\sigma dS}{R} + \int \frac{\rho dV}{R}\right\}. \qquad (16,4)$$

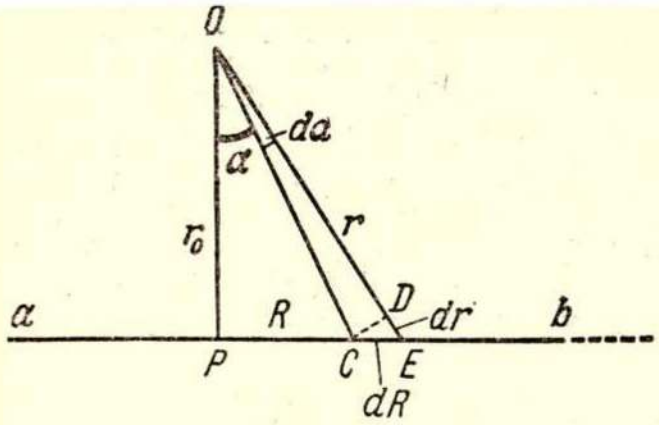


Рис. 1.24. К расчету поля заряженной плоскости.

В качестве примера рассмотрим поле заряженной плоскости. Задачу сформулируем так: имеется безграничная плоскость, заряженная равномерно с поверхностной плотностью заряда σ. Следует определить ее электрическое поле в вакууме. На рисунке 1.24 ab изображает сечение этой плоскости. Будем искать потенциал в точке O, находящейся на расстоянии r_0 от плоскости. Из точки P выделим двумя радиусами R и $R+dR$ кольцевой элемент с площадью $2\pi RdR$. Все точки этого кольцевого элемента находятся на одинаковом расстоянии r от точки наблюдения O, поэтому потенциал, образованный зарядами кольцевого элемента в точке наблюдения, равен:

$$dU = \frac{\sigma \cdot 2\pi R\,dR}{4\pi\varepsilon_0 r},$$

где $\sigma \cdot 2\pi RdR$ — заряд кольцевого элемента.

Для того чтобы найти потенциал, образованный зарядом круга с радиусом R, следует площадь этого круга разбить на кольцевые элементы и взять интеграл по этим элементам:

$$U = \frac{\sigma}{2\varepsilon_0}\int_{0R=}^{R}\frac{RdR}{r}. \qquad (16{,}5)$$

UNREGISTERED COPY OF SCANPAPYRUS

Для вычисления этого интеграла выразим подынтегральное выражение через аргумент α, для этого используем подстановки, определяемые из $\triangle ODC$ и $\triangle CDE$ (рис. 1.24):

$$rd\alpha = \cos\alpha \cdot dR, \quad dR = \frac{rd\alpha}{\cos\alpha}$$

и из $\triangle POC$:

$$r = \frac{r_0}{\cos\alpha}, \quad R = r_0 \operatorname{tg}\alpha,$$

и изменим пределы интегрирования

$$U = \frac{\sigma r_0}{2\varepsilon_0}\int_{\alpha=0}^{\alpha}\frac{\sin\alpha}{\cos^2\alpha}\,d\alpha. \qquad (16{,}6)$$

Решение этого интеграла дает потенциал, вызванный заряженной круглой пластинкой на расстоянии r_0 по перпендикуляру от ее геометрического центра:

$$U = -\frac{\sigma}{2\varepsilon_0} r_0\left(1 - \frac{1}{\cos\alpha}\right).$$

Для безграничной плоскости $\left(\alpha = \frac{\pi}{2}\right)$ величина $\frac{1}{\cos\alpha}$ становится равной бесконечности. В этом случае можно записать

$$U = -\frac{\sigma}{2\varepsilon_0}x + C, \qquad (16{,}7)$$

где x — расстояние по нормали от плоскости до точки наблюдения, C — постоянная, равная бесконечности. Последним выражением потенциал поля безграничной плоскости определяется относительно бесконечности. Понятно, что при таком выборе уровня отсчета энергии все точки рассматриваемого поля будут иметь бесконечно большой потенциал. Чтобы избежать такой неопределенности в описании поля заряженной плоскости, выберем за нулевой уровень отсчета потенциал самой заряженной плоскости. При выборе такой системы отсчета потенциалов выражение (16,7) принимает вид:

$$U = -\frac{\sigma}{2\varepsilon_0} x. \tag{16,8}$$

Из (16,8) видно, что в данном случае эквипотенциальные поверхности есть плоскости, параллельные поверхности, образующей поле. Электрическое поле безграничной плоскости однородно, и напряженность этого поля всюду равна:

$$E = -\frac{dU}{dx} = \frac{\sigma}{2\varepsilon_0}. \tag{16,9}$$

Несмотря на кажущуюся простоту уравнения (16,4), использование его часто встречает трудности математического характера. В теории электричества был найден другой метод исследования поля, который во многих случаях упрощает решение конкретных задач. К рассмотрению этого метода мы и перейдем.

§ 17. Вектор электрической индукции

UNREGISTERED COPY OF SCANPA*RUS

Для теории диэлектриков (§ 34) и для общей теории электромагнитного поля оказалось необходимым, кроме вектора напряженности, характеризовать поле еще вектором электрической индукции, или, иначе, вектором электрического смещения. Вектор электрической индукции по определению равен

$$\vec{D} = \varepsilon_0 \varepsilon \vec{E} \tag{17,1}$$

и по направлению совпадает с вектором напряженности поля $\vec{E}$. Из (17,1) следует, что

$$[D] = \frac{ф \cdot в}{м^2} = \frac{к}{м^2}.$$

Вектор электрической индукции поля точечного заряда в системе СИ равен

$$D = \frac{1}{4\pi} \cdot \frac{Q}{r^2}, \tag{17,2}$$

а в системе СГСЭ

$$D = \frac{Q}{r^2}. \tag{17,3}$$

В системе СГСЭ напряженность поля и электрическая индукция в вакууме равны друг другу. В системе же СИ они различны.

По аналогии с линиями напряженности (§ 6) вводят линии электрической индукции. Направление этих линий в каждой точке пространства совпадает с направлением вектора индукции, а их густота определяется величиной индукции.

Число линий индукции, пронизывающих данную поверхность, называется потоком вектора электрической индукции или потоком вектора электрического смещения (потоком вектора $\vec{D}$).

Поток вектора электрической индукции есть скаляр и в случае однородного поля его величина, пронизывающая поверхность S_0, перпендикулярную к линиям индукции, равна $N = DS_0$. В общем случае поток вектора электрической индукции через произвольную поверхность S в любом неоднородном поле, как и для потока вектора $\vec{E}$ (§ 6), определяется выражением

$$N = \int_S D_n dS, \qquad (17,4)$$

где D_n — проекция вектора $\vec{D}$ на направление нормали к элементарной площадке dS.

Для замкнутой поверхности условились считать положительным направление нормали, выходящее из объема, ограничиваемого поверхностью. Тогда линии, выходящие из объема, ограниченного данной поверхностью, создают положительный поток; линии же, входящие в объем, создадут отрицательный поток.

UNREGISTERED COPY OF SCANPAPYRUS

§ 18. Теорема Остроградского — Гаусса

Вычисление электрических полей во многих случаях упрощается применением теоремы Остроградского — Гаусса, сущность которой поясняется ниже.

Теорема Остроградского — Гаусса связывает поток вектора индукции через произвольную замкнутую поверхность с электрическим зарядом, находящимся внутри этой поверхности. Элементарное доказательство теоремы Остроградского — Гаусса можно дать методом последовательного перехода от поля точечного заряда к полю произвольно распределенных зарядов внутри любой замкнутой поверхности.

Найдем поток вектора электрической индукции, образованный точечным зарядом q и пронизывающий замкнутую сферическую поверхность, окружающую этот заряд и имеющую центр в точке нахождения заряда (рис. 1.25, *а*). Вектор индукции в точках поля, лежащих на сфере радиуса r вокруг точечного заряда q, равен:

$$D = \frac{1}{4\pi} \cdot \frac{q}{r^2}.$$

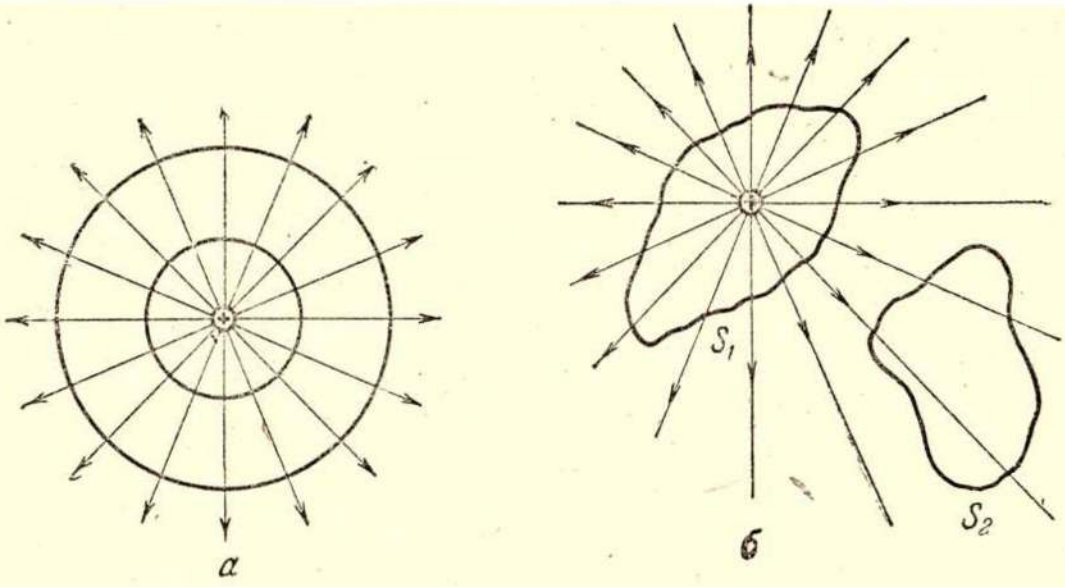


Рис. 1.25. К пояснению теоремы Остроградского—Гаусса.

В данном случае проекция вектора электрической индукции на направление внешней нормали (радиуса) равна модулю вектора индукции. Вследствие этого единицу площади поверхности сферы пронизывает поток $\frac{q}{4\pi r^2}$; общий же поток, пронизывающий сферу, равен:

$$N = \frac{q}{4\pi r^2} 4\pi r^2 = q.$$

UNREGISTERED COPY OF SCANPAPYRUS

При этом знак потока определяется знаком заряда. Из данного результата следует, что *поток, пронизывающий сферу, не зависит от ее радиуса.* Если возьмем две сферы с общим центром, в котором находится заряд q (рис. 1.25, *а*), то поток вектора электрической индукции для них будет один и тот же и, следовательно, линии индукции будут непрерывными.

Заменим сферу, окружающую точечный заряд, произвольной замкнутой поверхностью S_1 (рис. 1.25, *б*). В данном случае на основании свойства непрерывности линий индукции можно утверждать, что поток, образованный точечным зарядом и пронизывающий произвольную замкнутую поверхность, внутри которой находится этот заряд, будет таким, как и в случае сферической поверхности, окружающей заряд:

$$N = q.$$

Если замкнутая поверхность не охватывает заряд (S_2 на рис. 1.25, *б*), то поток через эту поверхность равен нулю, так как число линий индукции, входящих через поверхность, равно числу линий индукции, выходящих через нее.

Из вышеизложенного следует, что если внутри замкнутой поверхности находится заряд q, то поток индукции через эту

поверхность равен q. При этом должно удовлетворяться только одно требование — заряд должен находиться внутри замкнутой поверхности. В рамках выполнимости этого требования можно стягивать эту поверхность до границ самого заряда, следовательно, формулой $N=q$ определяется поток вектора индукции от любого заряда конечных размеров, пронизывающий любую замкнутую поверхность, охватывающую заряд q.

В общем случае внутри замкнутой поверхности может находиться любое число n зарядов. Поток всех зарядов равен алгебраической сумме потоков отдельных зарядов:

$$N = \oint D_n dS = \sum_{k=1}^{n} q_k, \tag{18,3}$$

где $\oint$ — интеграл по замкнутой поверхности S. Формула (18,3) выражает теорему Остроградского — Гаусса: *поток вектора индукции электрического поля через замкнутую поверхность численно равен алгебраической сумме всех зарядов, расположенных внутри поверхности.*

Из (18,3) видно, что размерность потока индукции совпадает с размерностью заряда. Единицей потока индукции, как и заряда, служит кулон — это поток через замкнутую поверхность, окружающую заряд в 1 *к*.

Если вместо потока вектора смещения брать поток вектора напряженности поля (§ 6), то можно доказать теорему Остроградского — Гаусса для потока линий напряженности:

UNREGISTERED COPY OF SCANPAPYRUS

$$\Phi = \oint_S E_n dS = \frac{1}{\varepsilon_0 \varepsilon} \sum_{k=1}^{n} q_k. \tag{18,4}$$

Поток вектора напряженности электрического поля через замкнутую поверхность в $\frac{1}{\varepsilon_0 \varepsilon}$ *раз больше алгебраической суммы всех зарядов, расположенных внутри поверхности.*

Теорема Остроградского — Гаусса является следствием закона Кулона, а коэффициент пропорциональности в формуле (18,3) зависит от выбора системы единиц. Этот коэффициент оказался равным единице, так как мы исходили из закона Кулона в форме $F = \frac{Q_1 Q_2}{4\pi\varepsilon_0 \varepsilon r^2}$, принятой в системе СИ. В системе СГСЭ из закона Кулона $F = \frac{Q_1 Q_2}{\varepsilon r^2}$ следует, что коэффициент пропорциональности в формуле (18,3) должен быть равен 4π.

В соответствии с (18,3) положительные заряды являются источниками, а отрицательные — стоками линий индукции. Определяя заряды через их потоки, можно закон Кулона (3,2) представить в форме:

$$F = \frac{N_1 N_2}{4\pi\varepsilon_0 \varepsilon r^2}. \tag{18,5}$$

Из такой записи закона Кулона видно, что электрические силы, приложенные к точечным зарядам, пропорциональны потокам индукций этих зарядов. Таким образом, электрическое взаимодействие есть результат действия полей на их источники.

§ 19. Приложения теоремы Остроградского — Гаусса

Рассчитаем с помощью теоремы Остроградского — Гаусса электрические поля в ряде частных случаев. Для простоты будем рассматривать поля в вакууме. (Все расчеты в примерах проведены в системе СИ. Для их перевода в систему СГСЭ необходимо соответствующие выражения умножить на 4π и принять $\varepsilon_0 = 1$.)

Электрическое поле равномерно заряженной безграничной плоскости. Пусть электрическое поле создается бесконечной плоскостью, заряженной равномерно с поверхностной плотностью заряда σ (рис. 1.26). С каждого квадратного сантиметра этой площади будет выходить $\frac{\sigma}{\varepsilon_0}$ линий напряженности. Вследствие симметрии эти линии должны идти нормально к плоскости и притом в обе стороны с одинаковой густотой. Следовательно, половина всех линий пойдет вправо, а другая половина — влево. Поэтому через 1 $м^2$ поверхности, поставленной перпендикулярно линиям напряженности по обе стороны от заряженной безграничной плоскости, будет проходить $\frac{\sigma}{2\varepsilon_0}$ линий. Таким образом, исследуемое поле будет однородно, и его напряженность в вакууме равна:

UNREGISTERED COPY OF SCANPAPYRUS

$$E = \frac{\sigma}{2\varepsilon_0}. \qquad (19,1)$$

(В среде, отличной от вакуума, напряженность будет в ε раз меньше.)

Выберем направление оси x так, чтобы оно совпадало с направлением линий напряженности. Тогда напряженность поля будет равна $E = -\frac{dU}{dx}$, откуда следует, что $dU = -E\,dx$. Интеграл этого уравнения при постоянном E имеет вид: $U = -Ex + C$. Используя (19,1), получим:

$$U = -\frac{\sigma}{2\varepsilon_0} x + C, \qquad (19,2)$$

что совпадает с (16,7).

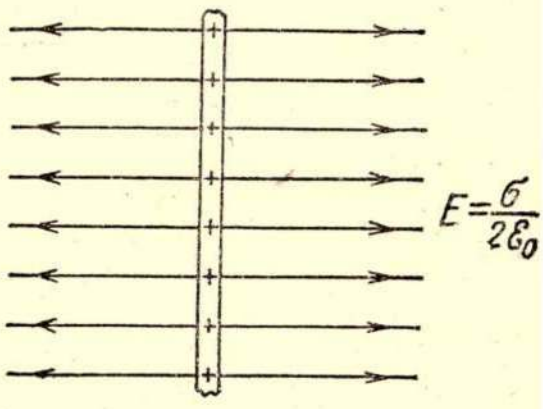


Рис. 1.26. Поле равномерно заряженной плоскости.

Электрическое поле вблизи поверхности заряженного проводника.

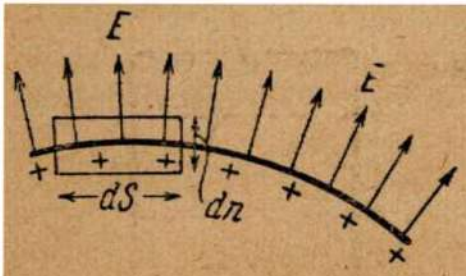


Рис. 1.27. Электрическое поле у поверхности проводника.

В проводниках в отличие от диэлектриков имеются свободные заряды, способные перемещаться под действием сколь угодно малой силы. Поэтому равновесие зарядов на проводнике может быть реализовано только в том случае, когда проводник будет областью постоянного потенциала ($U=\text{const}$). (При наличии разности потенциалов возникло бы перемещение зарядов в сторону убыли их потенциальной энергии.) Следует отметить, что это справедливо только тогда, когда в проводнике будет всюду одна и та же температура, что всегда подразумевается при рассмотрении вопросов электростатики.

Если проводник есть область постоянного потенциала, то его поверхность при любой ее форме будет эквипотенциальной поверхностью.

Соответственно линии напряженности во внешнем пространстве перпендикулярны к поверхности проводника. Внутри проводника градиент потенциала равен нулю $\left(\frac{dU}{dn}=0\right)$. Так как напряженность поля определяется градиентом потенциала, то из последнего следует, что внутри проводника (в отсутствие тока) напряженность поля также равна нулю. Можно также утверждать, что в этом случае в проводнике нет объемных зарядов. В самом деле, если бы внутри проводника оказались бы объемные заряды одного знака, то между ними возникла бы сила отталкивания, которая в условиях наличия проводимости вызвала бы движение зарядов. Это движение продолжалось бы до тех пор, пока заряды не вышли на поверхность проводника. Таким образом, в состоянии равновесия заряд проводника может быть только поверхностным зарядом.

UNREGISTERED COPY OF SCANPAPYRUS

Выделим на поверхности заряженного проводника бесконечно малый элемент поверхности dS (рис. 1.27). При бесконечно малом значении элемента dS можно считать, что этот элемент плоский и на нем всюду одна и та же поверхностная плотность заряда σ. (В общем случае в различных местах поверхности эта величина может быть различной.) В качестве замкнутой поверхности выберем поверхность элементарного прямого цилиндра с площадью основания dS. Высота этого цилиндра dn выбирается бесконечно малой, чтобы поле в нем было достаточно однородным. В данном случае полный поток силовых линий равен только потоку через внешнее основание цилиндра (поток через основание, лежащее внутри металла, равен нулю, так как внутри металла поля нет). Далее, учитывая, что в этом случае линии напряженности поля перпендикулярны к поверхности

проводника, найдем:

$$EdS = \frac{\sigma}{\varepsilon_0} dS,$$

откуда следует, что

$$E = \frac{\sigma}{\varepsilon_0}. \qquad (19,3)$$

Таким образом, напряженность поля вблизи данной точки поверхности металла определяется только поверхностной плотностью заряда в окрестности этой точки.

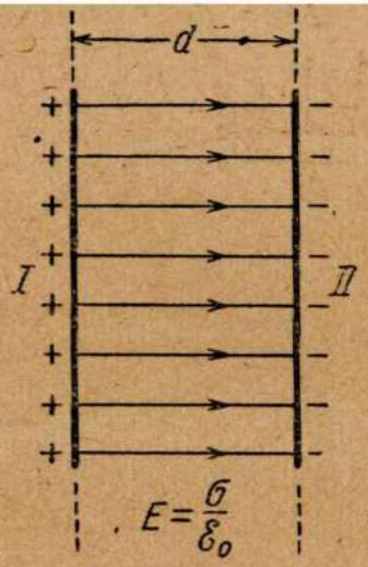


Рис. 1.28. Поле двух параллельных безграничных плоскостей, заряженных разноименно.

Поле двух бесконечных параллельных плоскостей, заряженных разноименно. Пусть имеются две безграничные параллельные плоскости с плотностью зарядов $+\sigma$ и $-\sigma$ (рис. 1.28). Поле такой системы определяется как суперпозиция полей, создаваемых каждой из пластин в отдельности (рис. 1.26). Легко видеть, что вне объема, ограниченного плоскостями, складываемые поля имеют противоположные направления ($E_+ = -E_-$), и напряженность результирующего поля равна нулю. В пространстве между плоскостями складываемые поля имеют одинаковые направления $\left(E_+ = E_- = \frac{\sigma}{2\varepsilon_0}\right)$, и результирующая напряженность в вакууме окажется равной

UNREGISTERED COPY OF SCANPAPYRUS

$$E = \frac{\sigma}{\varepsilon_0}. \qquad (19,4)$$

Пусть ось x направлена по линиям напряженности. Тогда $E = -\frac{dU}{dx}$. Интегрируя это выражение при постоянном E, найдем

$$U = -Ex + C, \quad U = -\frac{\sigma}{\varepsilon_0} x + C.$$

Если потенциалы пластин I и II соответственно U_1 и U_2, а расстояние между пластинами d, то $U_1 = C$,

$$U_2 = -Ed + C, \quad U_1 - U_2 = Ed,$$

откуда

$$E = \frac{U_1 - U_2}{d}. \qquad (19,5)$$

Таким образом, *напряженность однородного поля, образованного разноименно заряженными плоскостями, измеряется отношением напряжения между плоскостями к расстоянию между ними.*

Подобное поле на опыте достаточно точно реализуется в средней части плоского конденсатора. В этом случае заметные откло-

пения от однородности наблюдаются только вблизи краев пластин (рис. 1.17).

Найдем силу взаимодействия двух разноименно заряженных плоскостей. Сила, с которой поле E действует на заряд Q, равна:

$$F = EQ,$$

причем под E нужно подразумевать напряженность поля всех остальных зарядов, кроме Q. В нашем случае напряженность поля, образуемого одной плоскостью I (рис. 1.28) в том месте, где находится плоскость II, согласно (19,1) равна:

$$E = \frac{\sigma}{2\varepsilon_0 \varepsilon} \tag{19,6}$$

(при наличии среды с диэлектрической постоянной ε). Если вырезать в плоскости II площадку S с зарядом $Q = -\sigma S$, то на эту площадку будет действовать сила

$$F = EQ = -\frac{\sigma^2 S}{2\varepsilon_0 \varepsilon}. \tag{19,7}$$

Такая же сила по величине, но обратная по направлению, будет действовать на площадку S, вырезанную в плоскости I.

Поле, создаваемое равномерно заряженной сферической поверхностью. Пусть сферическая поверхность радиуса R равномерно заряжена в электростатическом поле поверхностной плотностью $+\sigma$ (рис. 1.29). Общий заряд по сфере равен:

$$Q = 4\pi R^2 \sigma.$$

Исследуем электрическое поле вне сферической поверхности. Из условия симметрии задачи следует, что линии поля суть радиальные прямые. Выделим мысленно сферу $r > R$, которая имеет общий центр с заряженной сферой. Густота линий напряженности (напряженность поля) на выделенной сфере во всех точках будет одинаковой. Так как эта поверхность перпендикулярна к линиям напряженности, то полный поток через нее получим, умножив напряженность поля на величину поверхности:

$$N = E \cdot 4\pi r^2.$$

Применяя теорему Остроградского — Гаусса, получим:

$$E \cdot 4\pi r^2 = \frac{Q}{\varepsilon_0},$$

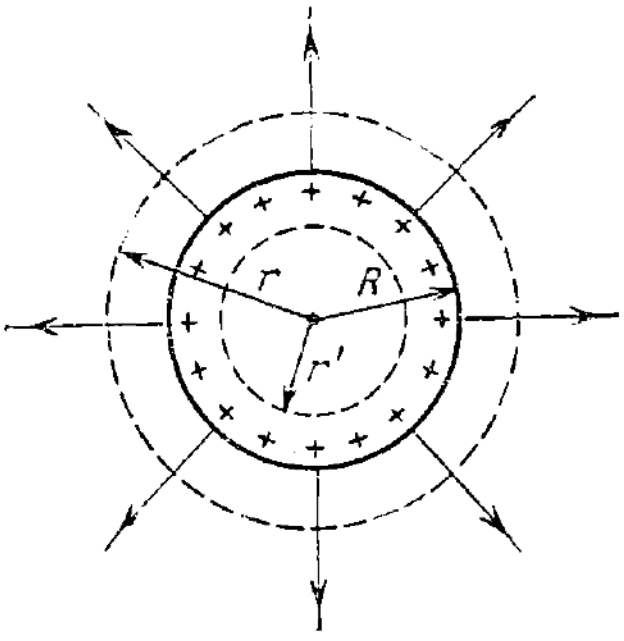


Рис. 1.29. Поле заряженной сферы.

откуда при $r \geqslant R$

$$E = \frac{Q}{4\pi\varepsilon_0 r^2}. \qquad (19,8)$$

Значит, *электрическое поле вне равномерно заряженной сферической поверхности совпадает с полем точечного заряда, равного заряду шара и помещенному в центре шара.*

При $r = R$ получим:

$$E = \frac{4\pi R^2 \sigma}{4\pi\varepsilon_0 R^2} = \frac{\sigma}{\varepsilon_0}.$$

Из этого следует, что все силовые линии равномерно заряженной сферической поверхности располагаются вне ее и напряженность электрического поля во всех точках объема, ограниченного сферической поверхностью, равна нулю:

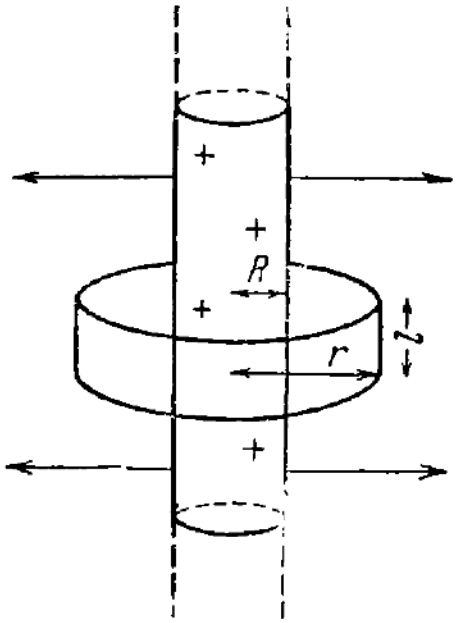


Рис. 1.30. Поле равномерно заряженного цилиндра.

$$E = 0 \quad \text{при} \quad r' < R.$$

Для равномерно заряженного шара (объемная плотность заряда всюду одинакова) напряженность поля вне шара определялась бы формулой (19,8). Напряженность же внутри шара будет равна нулю только в его центре, а с увеличением расстояния от центра напряженность увеличивается пропорционально r. Эти выводы могут быть получены на основании теоремы Остроградского—Гаусса.

Исходя из того, что поле равномерно заряженного шара и равномерно заряженной сферической поверхности во внешнем пространстве подобно полю точечного заряда, помещенного в центре сферы (шара), следует, что потенциал этого поля при $r \geqslant R$ описывается формулой

$$U = \frac{Q}{4\pi\varepsilon_0 r}, \qquad (19,9)$$

где Q — заряд шара или сферической поверхности.

Поле равномерно заряженного цилиндра. Предположим, что бесконечный цилиндр радиуса R равномерно заряжен так, что на единицу его длины приходится заряд η (рис. 1.30). Из условия симметрии следует, что линии напряженности будут радиальными прямыми, перпендикулярными к поверхности цилиндра. Выберем в качестве замкнутой поверхности поверхность прямого цилиндра с радиусом оснований $r > R$ и осью, совпадающей с осью заряженного цилиндра. Высота этого цилиндра равна l (рис. 1.30). Поток линий через основание выбранного цилиндра равен нулю. Линии напряженности перпендикулярны к боковой поверхности цилиндра, поэтому поток напряженности через

замкнутую цилиндрическую поверхность равен:

$$N = 2\pi rlE,$$

где E — напряженность на расстоянии r от оси цилиндра. Заряд же внутри выбранной замкнутой поверхности равен ηl. Применяя теорему Остроградского — Гаусса, получим:

$$2\pi rlE = \frac{\eta l}{\varepsilon_0},$$

откуда при $r \geqslant R$

$$E = \frac{1}{2\pi\varepsilon_0} \cdot \frac{\eta}{r}. \qquad (19,10)$$

Таким образом, *напряженность поля во внешнем пространстве равномерно заряженного цилиндра убывает обратно пропорционально расстоянию от оси цилиндра.*

Так как линии напряженности совпадают с направлениями радиусов, то

$$E = -\frac{\partial U}{dr}, \quad \text{или} \quad dU = -Edr.$$

Используя (19,10), получим:

$$dU = -\frac{\eta}{2\pi\varepsilon_0} \cdot \frac{dr}{r}.$$

Из этого следует, что потенциал поля вне равномерно заряженного цилиндра является логарифмической функцией расстояния от оси цилиндра:

$$U = -\frac{\eta}{2\pi\varepsilon_0} \ln r + C. \qquad (19,11)$$

UNREGISTERED COPY OF SCANPAPYRUS

В рассмотренных примерах использовалась так называемая интегральная форма теоремы Остроградского — Гаусса, которая выражается формулой (18,4). Интегральная форма теоремы Остроградского — Гаусса позволяет рассчитать такие поля, когда по соображениям симметрии можно наперед указать направления линий напряженности и выделить поверхности, на которых напряженности поля всюду одинаковые.

§ 20. Определение элементарного заряда

Относительно строения электрических зарядов так же, как и строения вещества, возможны два предложения — электрический заряд непрерывен (как угодно делим) или электрический заряд дискретен (состоит из отдельных порций электричества). В настоящее время атомистическая теория строения вещества и электричества подтверждена многими непосредственными измерениями и всеми следствиями из нее. Впервые идея о дискрет-

ности электрических зарядов возникла в связи с установлением Фарадеем пропорциональности между количеством электричества, протекшим при электролизе, и количеством отложившегося на электродах вещества. Исходя из атомистической теории строения вещества, этот закон Фарадея можно было объяснить только тем, что каждая отложившаяся частица вещества при электролизе является носителем некоторой порции электричества. Чем больше таких частиц отложится при электролизе, тем больший заряд пройдет через раствор. Исходя из таких представлений и опытных данных по электролизу, были получены сведения о величине элементарного заряда (§ 67). После был проделан и ряд других дополнительных исследований для определения наиболее достоверных значений элементарных зарядов. Остановимся на одном из них, в котором используется наблюдение над поведением микроскопической заряженной капли жидкости в поле плоского конденсатора. Опыт выполнен американским физиком Р. Милликеном (1909—1914).

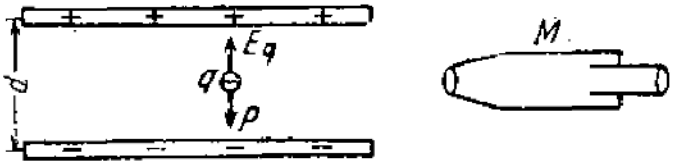


Рис. 1.31. Схема опыта по определению элементарного заряда.

Схема опыта Милликена изображена на рисунке 1.31. Центральной частью прибора является плоский конденсатор. В пространство между пластинками вбрызгивались капли медленно испаряющейся жидкости (например, ртути или масла) с помощью специального пульверизатора. Для уменьшения конвекционных течений прибор помещался в термостат. Разность потенциалов на пластинах конденсатора $(U_1 - U_2)$ поддерживалась с помощью источника напряжения (батареи). Наблюдения за капельками велись с помощью микроскопа (M).

UNREGISTERED COPY OF SCANFAX.US

Идея опыта Милликена заключается в следующем. При впрыскивании капелек в конденсатор многие из них заряжаются в процессе образования капель жидкости. Пусть капелька, несущая отрицательный заряд q, находится между пластинками плоского конденсатора (рис. 1.31). На капельку действует электрическая сила

$$f = qE,$$

где E — напряженность поля конденсатора. Если верхняя пластина заряжена положительно, то эта сила направлена вверх. Кроме того, на капельку действует ее вес, направленный вниз. При уравновешивании веса электрической силой

$$Eq = P \qquad (20,1)$$

капелька окажется неподвижной между пластинами конденсатора.

Выражая напряженность поля через разность потенциалов пластин и расстояние между ними (19,6), получим:

$$E = \frac{U_1 - U_2}{d}.$$

Пользуясь этой подстановкой, найдем выражение для заряда капельки из (20,1):

$$q = P \cdot \frac{d}{U_1 - U_2}. \qquad (20,2)$$

В формуле (20,2) легко поддаются измерению величины d и $(U_1 - U_2)$. Несколько труднее определяется вес капельки в воздухе. Вес капельки есть разность между весом в пустоте и выталкивающей силой (силой Архимеда) в воздухе. Если плотность жидкости ρ, плотность воздуха ρ' и радиус капельки r, то ее вес в воздухе равен:

$$P = \frac{4}{3}\pi(\rho - \rho')r^3 g. \qquad (20,3)$$

Таким образом, чтобы определить вес капельки (а следовательно, и ее заряд), необходимо знать ее радиус.

Радиус капельки определялся следующим образом. После уравновешивания веса капельки электрической силой и измерения соответствующей разности потенциалов конденсатор выключался и капелька начинала падать вниз. При установившемся равномерном падении капельки ее вес уравновешен силой внутреннего трения. Сила внутреннего трения, возникающая при равномерном движении шарика в вязкой среде, определяется формулой Стокса:

$$F = 6\pi\eta r v, \qquad (20,4)$$

где η — коэффициент вязкости среды, r — радиус шарика, v — скорость равномерного движения. При равномерном падении капельки имеем:

$$P = F.$$

Используя (20,3) и (20,4), получим:

$$\frac{4}{3}\pi(\rho - \rho')r^3 g = 6\pi\eta r v. \qquad (20,5)$$

Зная вязкость воздуха и определяя скорость равномерного падения капельки, можно по (20,5) найти радиус капельки, что позволяет найти ее заряд по (20,3) и (20,2). После определения заряда данной капельки можно было переходить к определению заряда других капелек.

UNREGISTERED COPY OF SCANPAPYRUS

В рассмотренных опытах можно изменять величину заряда одной и той же капельки. Для этого воздух между пластинами конденсатора облучается ультрафиолетовыми или рентгеновскими лучами. При этом воздух ионизируется, т. е. в нем образуются заряженные молекулы.

Уравновешенная электрическим полем капелька при случайных столкновениях с заряженными частицами воздуха внезапно меняет свой заряд, что приводит к нарушению условия (20,1). При дополнительном изменении разности потенциалов капелька может вновь уравновеситься и вновь может быть определен ее заряд.

В результате многочисленных опытов такого рода было установлено, что во всех случаях заряды капелек были кратными некоторому наименьшему заряду e:

$$q = ne,$$

где n — число целое.

Результаты измерений доказывали дискретность электрического заряда и позволяли определить величину элементарного заряда.

Академик А. Ф. Иоффе сходным методом измерил элементарный заряд, только вместо капелек он оперировал с мельчайшими заряженными металлическими пылинками. В результате опытов по электролизу, исследованию Милликена, Иоффе и ряда других ученых было установлено, что элементарный заряд равен заряду электрона:

UNREGISTERED COPY OF SCANPAPYRUS

$$e = 1{,}60210 \cdot 10^{-19}\ к = 4{,}80298 \cdot 10^{-10}$$ ед. заряда СГСЭ.

§ 21. Проводники в электрическом поле

Ранее (§ 19) указывалось, что при равновесии зарядов проводник является областью постоянного потенциала, поверхность же проводника при этом будет эквипотенциальной поверхностью. В этом случае заряды распределяются только на поверхности проводника. Внутри же проводника отсутствуют объемные заряды и нет поля.

Исследования нейтральности полости заряженного проводника в больших масштабах были проделаны Фарадеем. Он построил полый куб с ребром в 4 *м*, покрыл его стенки хорошо проводящим материалом, изолировал его от земли и сообщил большой заряд. Описал он свой опыт так: «Я поместил внутри куба чувствительный электроскоп с золотым листком и сообщил этой системе извне большие заряды. Ни при зарядке, ни при разрядке электроскоп не обнаружил никаких следов присутствия электричества. Тогда я сам поместился внутри куба с зажженными свечами, электроскопами и всеми приборами, позволяющими обнаружить присутствие электричества. Несмотря на то что внешняя поверхность куба была заряжена очень сильно и

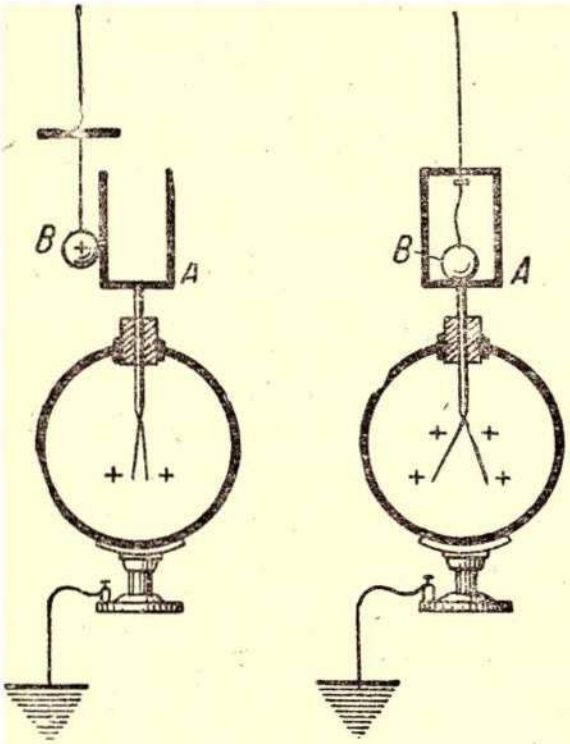


Рис. 1.32. Опыт с цилиндром Фарадея.

почти со всех ее точек соскакивали искры, ни один из этих приборов ничего не обнаружил».

Если полости проводника сообщить заряд, то заряд на внутренней поверхности проводника не может остаться в равновесии и переходит на внешнюю поверхность проводника, распределяясь на ней так, как если бы полости не было. На основании этого Фарадей указал способ полной передачи заряда одного проводника другому. Для этого на стержень электроскопа насаживается какое-нибудь полое тело, например медный цилиндр A (рис. 1.32), с отверстием наверху. Если прикоснуться заряженным шариком B к наружной поверхности цилиндра, то шарик передаст цилиндру только часть своего заряда. Если прикасаться шариком к цилиндру с внутренней стороны, то окажется, что шарик полностью передал свой заряд цилиндру с электроскопом.

UNREGISTERED COPY OF SCANPAPYRUS

В нейтральных проводниках всегда имеется одинаковое количество положительного и отрицательного электричества. Если проводник внести в электрическое поле, то в первый момент в нем возникает поле, под действием которого заряды будут перемещаться. Это перемещение приведет к частичному разделению зарядов проводника: в одних местах появятся избыточные отрицательные заряды, в других — положительные.

Возбуждение заряда в проводнике под воздействием электрического поля называется электростатической индукцией или электризацией через влияние.

В проводящих растворах кислот, солей и щелочей носителями электричества являются ионы. В этих средах явление электростатической индукции сопровождается перемещением положительных и отрицательных ионов.

В металлах свободно может перемещаться только часть валентных электронов. При внесении металла в поле электроны начинают перемещаться в сторону возрастания потенциала, причем на одном конце металла образуется избыток электронов (отрицательный заряд), на другом — недостаток их (положительный заряд), а поле в проводнике исчезает. При удалении металла из поля электроны вновь равномерно распределяются по его объему. В момент появления и в момент исчезновения индуцированных зарядов в теле существуют кратковременные токи.

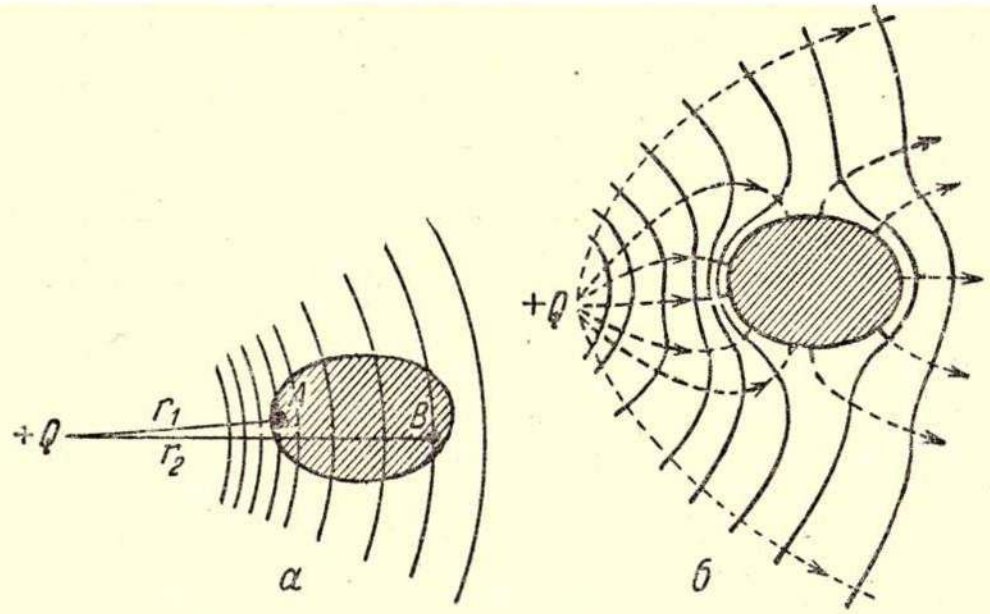


Рис. 1.33. Изменения поля точечного заряда, вызываемого проводником.

На рис. 1.33, *а* несколькими эквипотенциальными поверхностями изображено поле точечного положительного заряда. Пусть в это поле внесен проводник, на котором фиксируются точки A и B. Очевидно, в первый момент времени $U_A > U_B$, а поэтому электроны в проводнике начнут перемещаться от точки B к точке A до тех пор, пока все точки проводника не примут один и тот же потенциал. Поверхность проводника станет эквипотенциальной поверхностью. Линии напряженности вблизи проводника нормальны к его поверхности. Поле точечного заряда, измененного проводником, изображено на рисунке 1.33, *б*.

UNREGISTERED COPY OF SCANPAPYRUS

Из разобранного примера видно, что внешнее поле под воздействием наведенных зарядов на проводнике искажается. Часть линий напряженности разрывается проводником так, что они кончаются на отрицательных зарядах и вновь начинаются на положительных зарядах проводника. Часть линий при этом приближается к проводнику. На рисунке 1.34 представлена

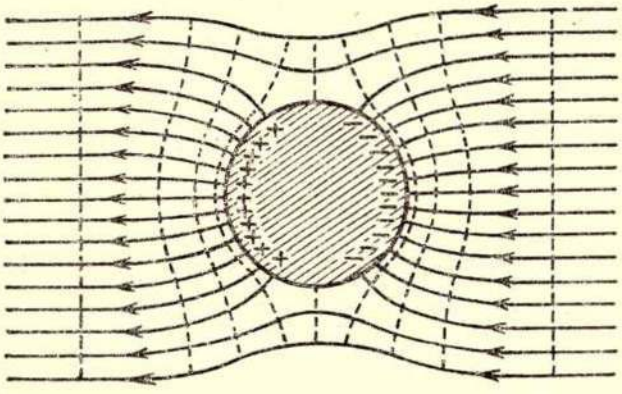


Рис. 1.34. Изменение однородного электрического поля проводящим шаром.

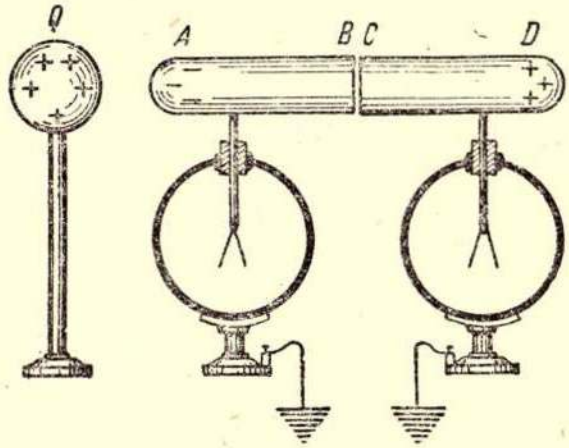


Рис. 1.35. Электризация через влияние.

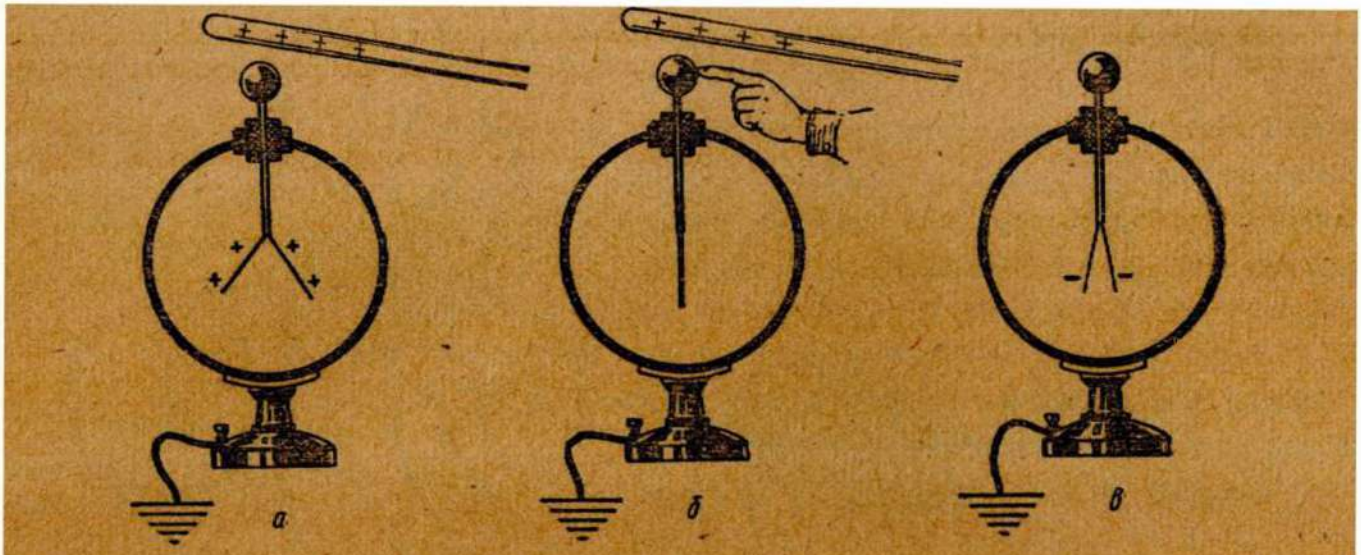


Рис. 1.36. Заряжение электроскопа через влияние.

картина, которая наблюдается при внесении в однородное поле незаряженного металлического шара.

Явление электростатической индукции можно использовать для получения обоих родов электричества. Для этого следует взять два цилиндра (рис. 1.35). Если цилиндры AB и CD разъединить в поле заряда Q, то на них окажутся равные и противоположные заряды. Если эти цилиндры соединить вместе в отсутствие заряда Q, то можно по спаду листочков электроскопов наблюдать полную взаимную компенсацию наведенных зарядов. Последний опыт доказывает, что при электростатической индукции возникают равные по величине и противоположные по знаку заряды.

UNREGISTERED COPY OF SCANPAPYRUS

Явление электростатической индукции можно показать и с одним электроскопом. Если приблизить заряженную положительно палочку к электроскопу (рис. 1.36, *а*) сверху, то в верхней части стержня электроскопа наводится отрицательное электричество, а на листочках — положительное, вследствие чего они разойдутся. Прикоснувшись к шарику электроскопа рукой (в присутствии палочки) (рис. 1.36, *б*), мы отводим положительный заряд к земле, и листочки сходятся. Отведем руку от электроскопа без изменения положения палочки; отрицательный заряд продолжает оставаться. По удалении же стеклянной палочки (рис. 1.36, *в*) заряд шарика распространяется по стержню электроскопа и переходит частично на листочки, отчего последние вновь расходятся. Таким образом, электроскоп оказывается заряженным, причем заряд электроскопа в этом случае всегда противоположен заряду влияющего тела.

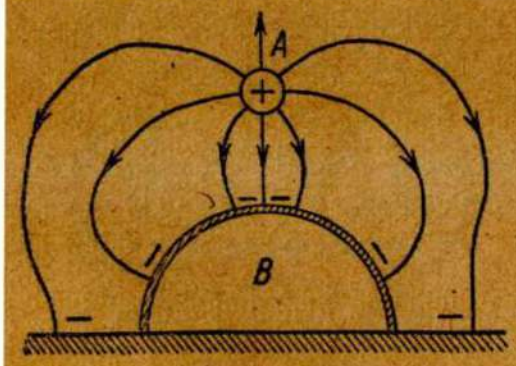


Рис. 1.37. Электрическая защита: внешний заряд A не создает поля внутри полости проводящего экрана B.

Индукционные заряды в состоянии равновесия также располагаются на поверхности проводника, а их электрическое поле в толще металла и в его полостях равно нулю. Поэтому полый металлический проводник экранирует электрическое поле всех внешних зарядов. Это свойство проводников используется на практике для электрической защиты. Для того чтобы предохранить чувствительные приборы и части различных устройств от электрического поля, их заключают в замкнутый металлический экран, соединенный с землей (рис. 1.37). Потенциал этого экрана в любом поле равен нулю (относительно Земли), поле внутри его полости отсутствует. На таком экране индуцированный заряд может возникнуть только одного знака, а заряд другого знака уходит в землю.

§ 22. Электрофор

Простейшей машиной, с помощью которой механическая энергия превращается в электрическую, является электрофор, изобретенный Вольтом. Этот прибор состоит из непроводящего диска A (эбонит, стекло и т. д.) и металлического диска B, укрепленного на изолирующей ручке C (рис. 1.38). Пользуются им так: изолирующий диск A заряжают трением, например отрицательно, и кладут на стол. Прикасаясь к нему до соприкосновения металлический диск B, заряжают последний через влияние (рис. 1.38, *а*). Положительный заряд металлического диска связан электрическими силами с отрицательными зарядами диска A. Отрицательный же заряд металлического диска прикосновением пальца отводят в землю (рис. 1.38, *б*). Затем соединение с землей разрывается (рис. 1.38, *в*) и металлический диск остается заряженным положительно (рис. 1.38, *г*). Его заряд можно передать другим телам.

UNREGISTERED COPY OF SCANPAPYRUS

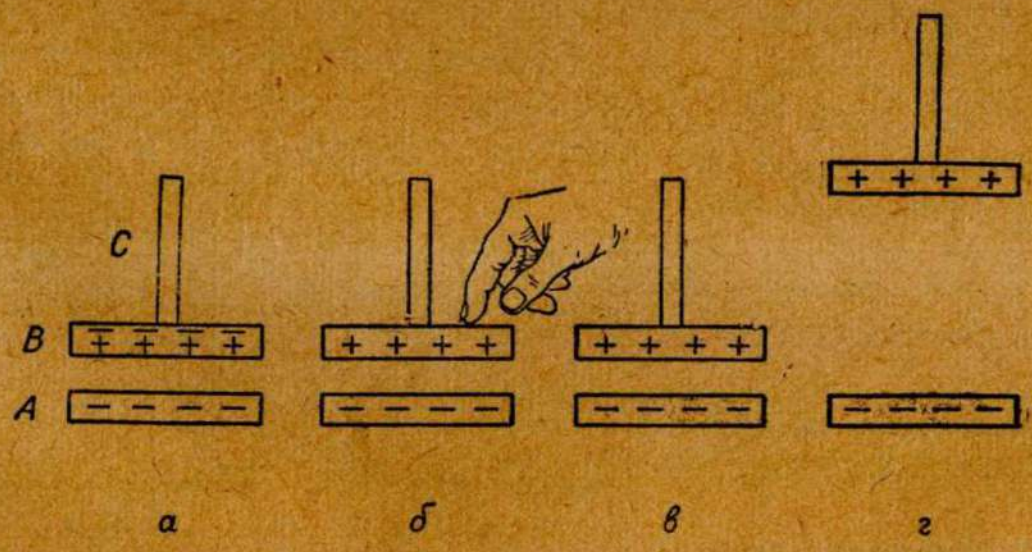


Рис. 1.38. Получение индуцированного заряда с помощью электрофора.

Электрическая энергия, которая при этом возникает, является результатом совершения работы против электрических сил при удалении разноименных электрических зарядов. Металлический диск можно заряжать таким образом многократно без повторного натирания электрофора.

§ 23. Распределение зарядов на поверхности проводника. Роль острия

При заряжении проводника произвольной формы заряды, как указывалось выше, распределяются на его поверхности, причем из-за взаимного отталкивания они стремятся расположиться как можно дальше друг от друга, поэтому плотность зарядов на выступах окажется больше, нежели во впадинах. Соответственно вблизи выступов поверхности заряженного проводника линии напряженности и эквипотенциальные поверхности поля будут располагаться гуще (рис. 1.39). Зависимость поля от кривизны поверхности проводника иллюстрируется следующим примером.

Пусть два шара с радиусами R_1 и R_2 (рис. 1.40) соединены между собой тонким проводником и несут на себе электрические заряды q_1 и q_2. Потенциал шаров в первом приближении можно будет определить по формулам для уединенных шаров:

UNREGISTERED COPY OF SCANPAPYRUS

$$U_1 = \frac{q_1}{4\pi\varepsilon_0 R_1}, \quad U_2 = \frac{q_2}{4\pi\varepsilon_0 R_2}.$$

При равновесии зарядов потенциалы шаров равны:

$$U_1 = U_2 \quad \text{или} \quad \frac{q_1}{R_1} = \frac{q_2}{R_2}.$$

Заряды шаров распределяются на их поверхностях. Вводя поверхностные плотности зарядов (σ_1 и σ_2), получим:

$$q_1 = 4\pi R_1^2 \sigma_1, \quad q_2 = 4\pi R_2^2 \sigma_2.$$

Используя эти формулы, найдем:

$$\sigma_1 R_1 = \sigma_2 R_2, \quad \text{или} \quad \frac{\sigma_1}{\sigma_2} = \frac{R_2}{R_1}.$$

Таким образом, поверхностные плотности зарядов двух шаров, соединенных друг с другом, обратно пропорциональны их радиусам. Так как на-

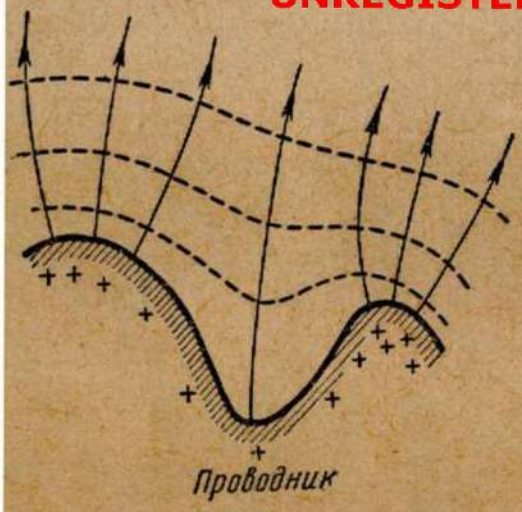


Рис. 1.39. Поле вблизи поверхности заряженного проводника.

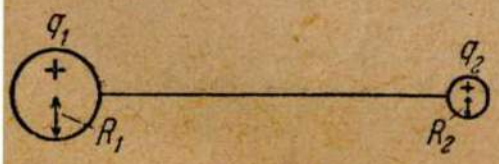


Рис. 1.40. К выводу закона распределения зарядов на проводнике.

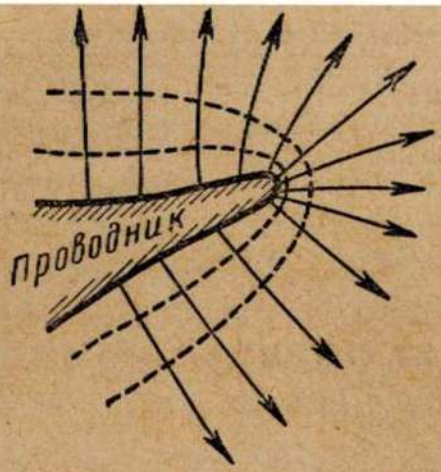


Рис. 1.41. Поле вблизи острия.

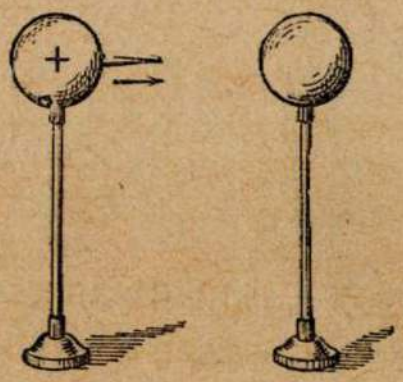


Рис. 1.42. Стекание заряда с острия.

пряженность поля у поверхности заряженного проводника определяется формулой (19,3):

$$E = \frac{\sigma}{\varepsilon_0},$$

то вблизи малого шарика поле сильнее, нежели вблизи большого. Если один из шаров очень малого радиуса, то поверхностная плотность заряда на нем может стать значительной и поле вблизи него будет характеризоваться большой напряженностью. Этим объясняется явление стекания зарядов с острия, ибо острие можно рассматривать как часть поверхности шара с очень малым радиусом (рис. 1.41).

UNREGISTERED COPY OF SCANPAPYRUS

Поставим два одинаковых изолированных шара на расстоянии нескольких сантиметров один от другого; если один шар зарядить, то второй шар останется в целом незаряженным. Если же к одному из шаров присоединить острие, направленное в сторону другого шара (рис. 1.42), то электрические заряды с одного шара будут «перетекать» на другой до тех пор, пока заряды шаров не станут приблизительно одинаковыми.

У острия в сильном электрическом поле возникают сложные процессы. Под действием электрического поля в нейтральных молекулах газов могут возникать индуцированные заряды. Такие молекулы будут подобны диполям (поляризованные молекулы). Поляризованные молекулы газов втягиваются в область сильного поля и притягиваются к острию (§ 15). Этот поток диполей разряжает острие, поэтому в направлении от него возникает поток частиц, несущих один заряд. Поток частиц от острия будет, очевидно, иметь бóльшую скорость, нежели поток диполей, направляющихся к острию, вследствие чего возникнет направленное течение воздуха от острия, или «электрический ветер» (рис. 1.43).

Приведенное объяснение возникновения «электрического ветра» является упрощенным, на самом деле картина услож-

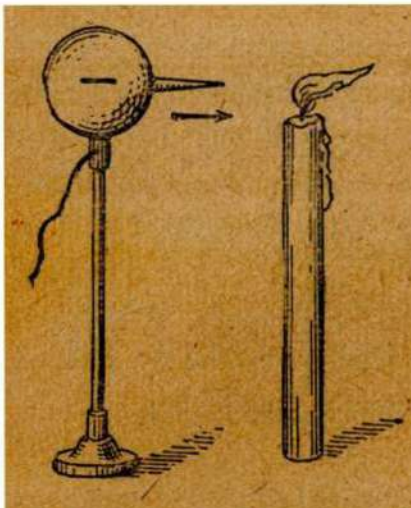


Рис. 1.43. «Электрический ветер».

няется тем, что в сильном поле начинается ионизация воздуха, вследствие чего у острия появляются положительные и отрицательные ионы. «Электрический ветер» может привести во вращение легкое металлическое колесико (рис. 1.44).

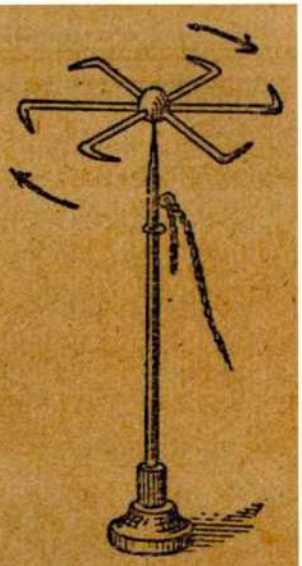


Рис. 1.44. Франклиново колесо.

Поверхностная плотность заряда проводника исследуется пробным шариком, насаженным на изолирующую ручку. Если таким шариком прикоснуться к какому-либо месту проводника, то заряд, получаемый шариком от проводника, будет зависеть от поверхностной плотности последнего. Далее, касаясь пробным шариком электроскопа с цилиндром (§ 21, рис. 1.32), по отклонению листочков можно судить о заряде пробного шарика. Исследуя таким образом поверхностную плотность зарядов на ребрах и углах заряженного жестяного куба, можно убедиться в чрезвычайно высокой поверхностной плотности зарядов на изгибах в сравнении с плоскими гранями.

UNREGISTERED COPY OF SCANPAPYRUS

§ 24. Электростатический генератор

Свойство электричества при равновесии располагаться только на внешней поверхности проводника используется для устройства электростатических генераторов, предназначенных для получения весьма высоких напряжений.

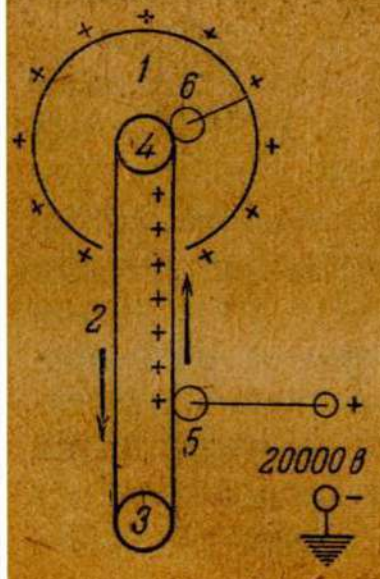


Рис. 1.45. Схема электростатического генератора.

Одним из таких генераторов является электрическая машина Ван-де-Граафа, представленная на рисунке 1.45. Внутрь изолированного проводящего шара *1* введена бесконечная лента из прорезиненной ткани *2*, движущаяся на шкивах *3* и *4*. При движении лента заряжается с помощью валика *5* положительным зарядом от вспомогательного источника напряжений (напряжение на полюсах этого источника порядка 20 000 *в*). Заряд с ленты снимается с помощью второго валика *6* и уходит на внешнюю поверхность сферы. Таким путем сфера может быть заряжена до очень высокого потен-

циала относительно Земли (порядка нескольких миллионов вольт). Вращающиеся валики *5* и *6* обычно заменяют расположенными на некотором расстоянии от ленты остриями, с помощью которых заряжается и разряжается лента.

Можно второй шар зарядить отрицательно и напряжение между двумя шарами использовать для получения потока заряженных частиц большой мощности.

На рисунке 1.46 представлен общий вид электростатического генератора, выпускаемого в Советском Союзе. Этот генератор рассчитан на 5 *Мэв* и служит для питания линейных ускорителей заряженных частиц.

В этом устройстве высоковольтный электрод поддерживается полым цилиндром, изготовленным из хорошего изолятора. Внутри этого цилиндра монтируется ускоритель. Энергия пучка заряженных частиц, выходящих из ускорителя, определяется потенциалом высоковольтного электрода:

$$qU = \frac{mv^2}{2}.$$

UNREGISTERED COPY OF SCANPAPYRUS

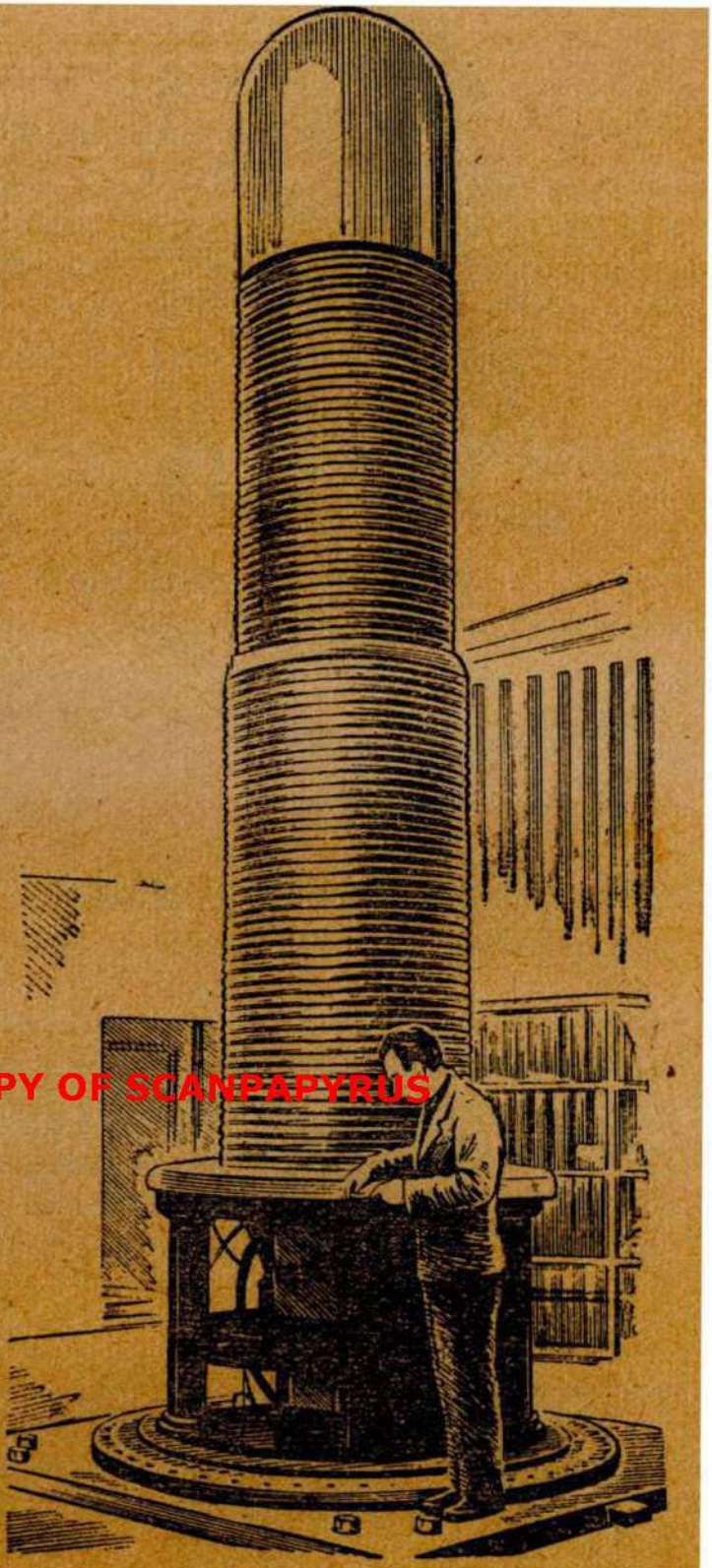


Рис. 1.46. Современный электростатический генератор на 5 *Мэв*.

§ 25. Электрофорная машина

Способ получения электрических зарядов посредством трения и через влияние используется в различных электрических машинах. Старейшей электростатической машиной является машина с трением. В таких машинах электризация производилась трением стеклянного диска о кожаные подушки, покрытые цинковой амальгамой. Положительные заряды, возникавшие

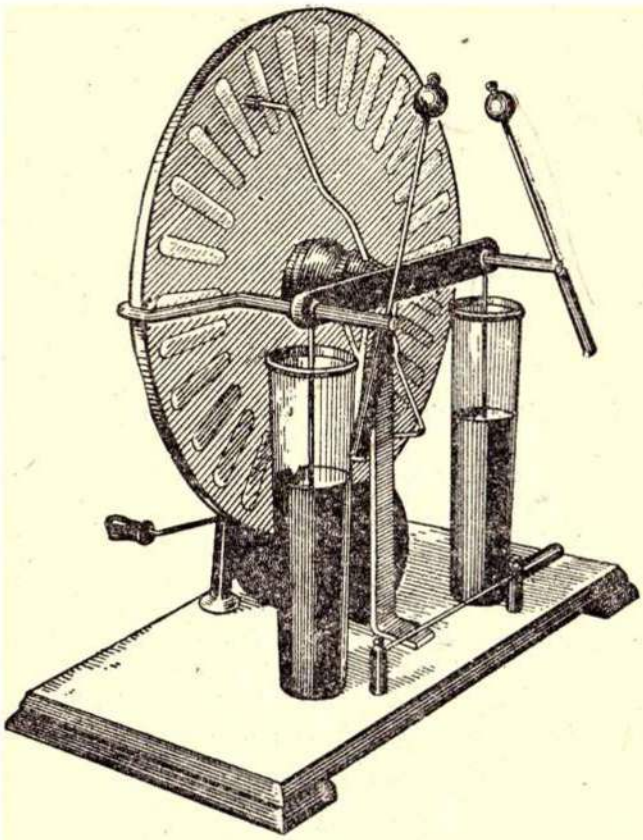


Рис. 1.47. Электрофорная машина.

при этом на стеклянном диске, стекали к металлическим остриям и собирались на одном полюсе (кондукторе) машины, а отрицательные заряды, возникавшие на подушках, подводились к другому кондуктору машины.

В настоящее время в лабораторной практике широко используются так называемые электрофорные машины Уимшерста (рис. 1.47). В этой машине имеются два диска из изолирующего материала (эбонита, стекла и т. д.), насаженных на общую ось, но вращающихся в противоположные стороны. На внешних поверхностях дисков наклеены металлические листки. Против этих листков расположены на дугообразных держателях металлические щеточки, служащие для контактирования диаметрально расположенных листков. Имеются два таких держателя с двумя щетками, относятся они к разным дискам и расположены друг к другу перпендикулярно. Два других вилкообразных держателя оканчиваются металлическими остриями, каждый из этих держателей охватывает оба диска и служит для снятия зарядов, подводимых к кондукторам машины.

UNREGISTERED COPY OF SCANPAPYRUS

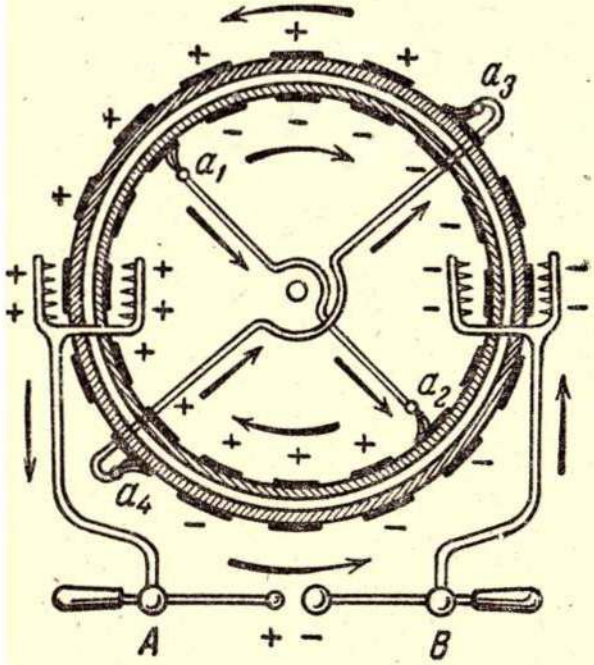


Рис. 1.48. Схема действия электрофорной машины.

Принцип действия машины поясняется с помощью рисунка 1.48. На этом рисунке каждый из дисков изображается заштрихованным кольцом; изогнутые стрелки показывают направление вращения кругов, прямые — направление движения положительного электричества. Металлические листочки изображаются прямоугольниками. При вращении машины происходит трение щеток о листочки, в результате этого возможна их электризация. Пусть такого рода начальные заряды возникают при трении щеточки a_1, при этом лис-

точек заряжается отрицательно, а щеточка с держателем — положительно. Тогда при вращении «внутреннего» диска отрицательные заряды вверху будут направляться к правому вилкообразному держателю с остриями, с помощью которого отрицательные заряды переходят на кондуктор *B*. На своем пути эти заряды будут наводить на листочках, соприкасающихся с щеткой a_3, положительные заряды (на верхних листочках «внутреннего» круга), которые передаются через левый вилкообразный держатель остриев кондуктору *A*. В нижней половине рисунка 1.49 будет проходить то же самое, с той лишь разницей, что листочки «внутреннего» круга здесь будут заряжены положительным электричеством, листочки же «внешнего» круга — отрицательным.

Таким образом, при движении оба диска вследствие взаимного влияния будут накоплять и переносить на себе все новые и новые количества электричества; при этом перенос электричества противоположных знаков будет происходить в противоположные стороны, и кондукторы *A* и *B* будут заряжаться разноименно все сильнее и сильнее.

В результате затрат механической энергии на отделение положительного электричества от отрицательного в подобных машинах происходит накопление электрической энергии.

С теоретической точки зрения величина разности потенциалов, которая может быть получена в машине данной конструкции, ничем не ограничена, но на практике достигаемая разность потенциалов ограничивается качеством ее изоляции. Материалы, которые употребляются в подобных машинах для изоляции, выдерживают значительные разности потенциалов; гораздо труднее избежать недостатков изоляции на поверхностях этих изоляторов. Так, например, поверхность стекла, будучи гигроскопична, покрывается тонким слоем влаги, который хорошо проводит электричество. Чтобы избавиться от этого, стеклянные части таких машин покрывают слоем шеллака.

UNREGISTERED COPY OF SCANPAPYRUS

При благоприятных условиях электрофорные машины могут давать напряжение порядка 100 000 *в*, при этом количество ежесекундно передаваемого электричества будет незначительным (порядка 10^{-5} *к*).

ЭЛЕКТРОЕМКОСТЬ

§ 26. Электроемкость

Опытом установлено, что если форма и размеры проводника не меняются и если при этом остаются неизменными внешние условия (не изменяется среда, в которой находится проводник, не изменяется расположение окружающих предметов), то, чем больше заряд, сообщаемый проводнику, тем больше его потенциал. Тогда заряд проводника пропорционален его потенциалу:

$$Q = CU. \tag{26,1}$$

Постоянная C этого соотношения есть величина, характерная для каждого проводника при данных внешних условиях и называемая его электрической емкостью (электроемкостью, емкостью).

Определим приращение заряда по (26,1):

$$\Delta Q = C\Delta U,$$

UNREGISTERED COPY OF SCANPAPYRUS

откуда

$$C = \frac{\Delta Q}{\Delta U}. \tag{26,2}$$

Из (26,2) видно, что *емкость проводника численно равна заряду, изменяющему потенциал проводника на единицу.* Размерность емкости равна отношению размерности заряда к размерности потенциала:

$$[C] = \frac{[Q]}{[U]}.$$

В системе СИ *за единицу емкости принимается емкость такого проводника, у которого при изменении заряда на* 1 *к потенциал меняется на* 1 *в.* Эта единица называется фарадой и обозначается *ф.*

Согласно (19,9), потенциал заряженного шара радиуса r, погруженного в однородный диэлектрик с относительной проницаемостью ε, равен:

$$U = \frac{Q}{4\pi\varepsilon_0\varepsilon r}. \tag{26,3}$$

Сопоставляя (26,1) и (26,3), находим, что емкость такого шара равна:

$$C = 4\pi\varepsilon_0 \varepsilon r. \qquad (26,4)$$

В системе СГСЭ формула для емкости шара имеет вид $C = \varepsilon r$. В этой системе емкость имеет размерность длины. При этом *за единицу емкости принимается емкость шара радиусом в* 1 *см, находящегося в вакууме.* Эту единицу емкости называют сантиметром. Согласно (26,2),

$$1\phi = \frac{1к}{1в} = \frac{3 \cdot 10^9}{\frac{1}{300}} \text{ СГСЭ} = 9 \cdot 10^{11} \text{ см}.$$

Из последнего видно, что емкостью в 1 ϕ обладает шар радиусом примерно в 10^7 *км* (радиус Земли равен 6400 *км*, а тогда емкость Земли в фарадах равна $6{,}4 \cdot 10^{-4}$ ϕ).

Фарада — очень большая величина. Поэтому на практике пользуются меньшими единицами — микрофарадами (*мкф*) и пикофарадами (*пф*):

$$1 \text{ мкф} = 10^{-6}\phi, \quad 1 \text{ пф} = 10^{-12}\phi.$$

Перепишем (26,4) в иной форме:

$$C = \varepsilon C_0 \qquad (26,5)$$

UNREGISTERED COPY OF SCANPAPYRUS

где $C_0 = 4\pi\varepsilon_0 r$ — емкость шара в вакууме.

Таким образом, емкость шара в диэлектрике по сравнению с емкостью шара в вакууме увеличивается в ε раз.

Можно показать, что это соотношение справедливо для емкостей любых проводников. В самом деле, заряд любого проводника можно разбить на точечные заряды, потенциал же точечных зарядов в данной среде по сравнению с вакуумом в ε раз меньше, поэтому результирующий потенциал заряда Q, расположенного на проводнике, в среде также в ε раз меньше, нежели в вакууме. Поэтому в соответствии с (26,1) можно утверждать, что формула (26,5) справедлива для любого проводника.

С помощью электроскопа с диском можно показать влияние на емкость тела окружающих предметов. Поднося к диску такого электроскопа металлические предметы, соединенные с землей, можно наблюдать спад листков электроскопа — емкость системы (электроскоп и окружающие тела) увеличивается. Это объясняется наложением на поле зарядов, сообщенных электроскопу, поля зарядов, наведенных на других телах.

Следует отметить, что емкость проводника не зависит от его химического состава, но существенно зависит от внешней формы (наличие полостей в проводнике не имеет значения).

§ 27. Примеры вычисления емкости конденсаторов

В различных электротехнических и радиотехнических устройствах часто необходимы значительные электроемкости. Система проводников, предназначенных для образования значительной емкости, называется конденсатором. Рассмотрим некоторые примеры конденсаторов. (Все расчеты в примерах проведены в системе СИ. Для перевода их результатов в систему СГСЭ необходимо соответствующие выражения разделить на 4π и принять $\varepsilon_0 = 1$.)

Плоский конденсатор. Плоский конденсатор есть система, состоящая из двух металлических пластин, разделенных диэлектриком (рис. 1.28, § 19). Пусть расстояние между пластинами мало по сравнению с их размерами, тогда можно пренебречь краевыми эффектами и поле считать однородным. В § 19 было установлено, что напряженность такого поля связана с разностью потенциалов между пластинами соотношением (19,5):

$$E = \frac{U_1 - U_2}{d}.$$

Если между пластинами вакуум, то справедливо (19,4):

$$E = \frac{\sigma}{\varepsilon_0}$$

UNREGISTERED COPY OF SCANPAPYRUS

Из этих формул следует, что поверхностная плотность электричества на пластинах плоского конденсатора равна:

$$\sigma = \frac{U_1 - U_2}{d}\varepsilon_0.$$

Заряд конденсатора, равный заряду одной пластины, есть $Q = \sigma S$. Поэтому

$$Q = \frac{\varepsilon_0 S}{d}(U_1 - U_2),$$

где S — площадь одной пластины конденсатора. Из определения емкости (26,1) и последнего соотношения следует, что емкость плоского конденсатора без диэлектрика равна:

$$C_0 = \frac{\varepsilon_0 S}{d}. \qquad (27,1)$$

Из последней формулы видно, что размерность электрической постоянной ε_0 равна размерности емкости, деленной на размерность длины:

$$[\varepsilon_0] = \frac{[Cd]}{[S]},$$

и поэтому единица измерения ε_0 есть

$$1\ ф \cdot м/м^2 = 1\ ф/м.$$

Она получила название фарада на метр.

Если пространство между пластинами конденсатора заполнено диэлектриком, то емкость по (26,5) и (27,1) равна:

$$C = \frac{\varepsilon_0 \varepsilon S}{d}. \qquad (27,2)$$

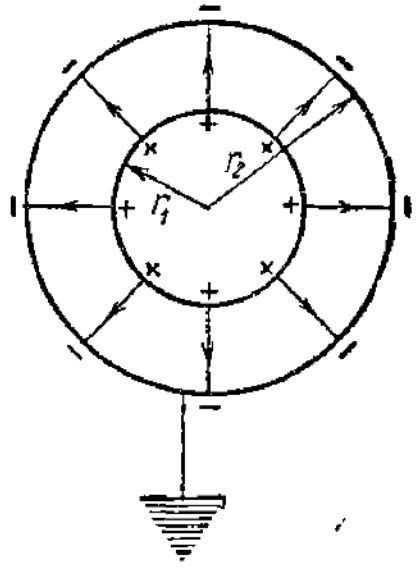


Рис. 2.1. Схема сферического конденсатора. (Эта плоскостная схема отображает и устройство цилиндрического конденсатора.)

Сферический конденсатор. Сферический конденсатор состоит из двух концентрических шаровых обкладок, разделенных сферическим слоем диэлектрика. Если внутренней обкладке такого конденсатора сообщить заряд $+Q$, то на внешней заземленной обкладке образуется индуцированный заряд $-Q$ (рис. 2.1). Поле сферического конденсатора сосредоточено между его обкладками и таково, как если бы заряд был сосредоточен в центре сферы. Поэтому потенциалы обкладок равны:

UNREGISTERED COPY OF SCANPAPYRUS

$$U_1 = \frac{Q}{4\pi\varepsilon_0 \varepsilon r_1}, \quad U_2 = \frac{Q}{4\pi\varepsilon_0 \varepsilon r_2}.$$

Напряжение на конденсаторе равно:

$$U_1 - U_2 = \frac{Q}{4\pi\varepsilon_0 \varepsilon}\left(\frac{1}{r_1} - \frac{1}{r_2}\right) = \frac{Q(r_2 - r_1)}{4\pi\varepsilon_0 \varepsilon r_1 r_2},$$

что позволяет найти электроемкость сферического конденсатора, согласно (26,1):

$$C = \frac{Q}{U_1 - U_2}, \quad C = \frac{4\pi\varepsilon_0 \varepsilon r_1 r_2}{r_2 - r_1}. \qquad (27,3)$$

Если

$$d = r_2 - r_1 \ll r_1, \text{ то } r_2 \approx r_1 \approx r \text{ и } C = \frac{4\pi\varepsilon_0 \varepsilon r^2}{d}.$$

$4\pi r^2$ есть площадь поверхности сферической обкладки, поэтому

$$C = \frac{\varepsilon_0 \varepsilon S}{d}.$$

Таким образом, при малой величине зазора по сравнению с радиусом сферы выражения для емкости сферического и плоского конденсатора совпадают.

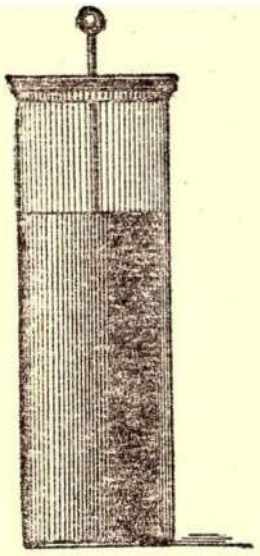


Рис. 2.2. Лейденская банка.

Если внешний радиус сферического конденсатора гораздо больше внутреннего радиуса, то формула (27,3) упрощается:

$$C = 4\pi\varepsilon_0\varepsilon r_1, \qquad (27,4)$$

т. е. в этом случае емкость равна емкости уединенного шара радиуса r_1.

Цилиндрический конденсатор. Цилиндрический конденсатор состоит из двух цилиндрических обкладок, имеющих общую ось и разделенных цилиндрическим слоем диэлектрика. Если внутреннюю обкладку такого конденсатора зарядить (при внешней заземленной обкладке), то, пренебрегая краевыми эффектами, его поле можно считать радиально-симметричным и сосредоточенным между цилиндрическими обкладками. Поле цилиндрического конденсатора подобно полю равномерно заряженного цилиндра (§ 19). Рисунок 2.1 дает представление о таком поле. Если длину конденсатора обозначить через h, то на основании (19,11) и теоремы Остроградского — Гаусса можно определить емкость цилиндрического конденсатора:

$$C = \frac{2\varepsilon_0\varepsilon h}{\ln\frac{r_2}{r_1}}, \qquad (27,5)$$

UNREGISTERED COPY OF SCANPAPYRUS

где r_1 и r_2 — радиусы цилиндров.

Емкость одножильных кабелей может вычисляться по формуле цилиндрического конденсатора, при этом роль внутренней обкладки играет металлическая жила, роль внешней обкладки — броня (оплетка).

Лейденские банки. Для опытов с высокими напряжениями употребляются лейденские банки (рис. 2.2), представляющие собой цилиндрические стеклянные сосуды, оклеенные примерно до $\frac{2}{3}$ высоты внутри и снаружи металлической фольгой. Внешние и внутренние цилиндрические обкладки этого устройства образуют цилиндрический конденсатор. Но так как расстояние между цилиндрами мало по сравнению с их радиусами, то поле между обкладками можно считать однородным, и поэтому емкость лейденской банки достаточно точно рассчитывается по формуле плоского конденсатора.

§ 28. Соединение конденсаторов

Каждый конденсатор характеризуется емкостью и максимальным рабочим напряжением. Если напряжение на конденсаторе сделается слишком большим, то конденсатор «проби-

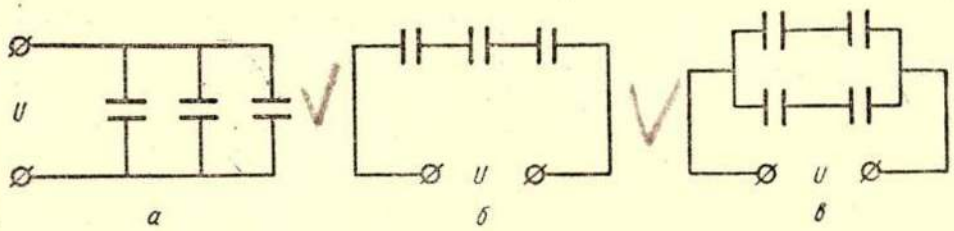


Рис. 2.3. Соединения конденсаторов: *а* — параллельное; *б* — последовательное; *в* — смешанное.

вается» — между обкладками возникнет искра, разрушающая изоляцию. Для получения нужной емкости при данном рабочем напряжении конденсаторы часто соединяются в батареи (рис. 2.3).

При параллельном соединении конденсаторов (рис. 2.3, *а*) общим для всех конденсаторов является напряжение U, поэтому

$$Q_1 = C_1 U, \quad Q_2 = C_2 U, \ldots Q_n = C_n U.$$

Суммарный заряд батареи равен:

$$Q = \sum_{k=1}^{n} Q_k = U \sum_{k=1}^{n} C_k,$$

поэтому емкость батареи равна:

$$C = \frac{Q}{U} = \sum_{k=1}^{n} C_k \qquad (28,1)$$

UNREGISTERED COPY OF SCANPAPYRUS

Емкость батареи при параллельном соединении конденсаторов равна сумме емкостей отдельных конденсаторов. Очевидно, в этом случае допустимое рабочее напряжение определяется соответствующим напряжением одного конденсатора.

При последовательном соединении конденсаторов (рис. 2.3, *б*) одинаковым для всех конденсаторов, благодаря явлению индукции, будет заряд Q, равный полному заряду батареи. Поэтому

$$U_1 = \frac{Q}{C_1}, \quad U_2 = \frac{Q}{C_2}, \ldots, U_n = \frac{Q}{C_n}.$$

Напряжение же батареи определяется суммой напряжений на отдельных конденсаторах:

$$U = \sum_{k=1}^{n} U_k = Q \sum_{k=1}^{n} \frac{1}{C_k}.$$

Поэтому для всей батареи справедливо

$$\frac{1}{C} = \frac{U}{Q} = \sum_{k=1}^{n} \frac{1}{C_k}. \qquad (28,2)$$

При последовательном соединении конденсаторов суммируются обратные величины емкостей. Если все конденсаторы одинаковы, емкость каждого C_0, а общее их число n, то

$$\frac{1}{C} = \frac{n}{C_0}, \text{ или } C = \frac{C_0}{n},$$

т. е. *при последовательном соединении n одинаковых конденсаторов емкость батареи в n раз меньше емкости одного конденсатора, во столько же раз напряжение на каждом конденсаторе меньше напряжения батареи* (чем увеличивается допустимое напряжение батареи по сравнению с допустимым напряжением одного конденсатора).

На рисунке 2.3, *в* показано смешанное соединение конденсаторов. Емкость такой батареи легко определяется по формулам (28,1) и (28,2).

§ 29. Устройство конденсаторов

В зависимости от технических требований конденсаторы изготовляются разного типа. Ниже кратко рассматриваются некоторые из них.

Если нужна небольшая емкость (порядка 1000 *пф*) при большом напряжении, то часто применяют лейденские банки (рис. 2.2).

UNREGISTERED COPY OF SCANPAPYRUS

Широкое применение имеют в настоящее время бумажные конденсаторы для напряжений в несколько сот вольт и емкостью в несколько микрофарад (рис. 2.4, *а*). В таких конденсаторах обкладками служат две длинные ленты тонкой металлической фольги, а изолирующей прокладкой между ними — несколько более широкая бумажная лента, пропитанная парафином. Такой же бумажной лентой покрывается одна из обкладок, затем ленты туго свертываются в рулон и укладываются в корпус небольших размеров.

Применяемые в радиотехнике конденсаторы небольшой емкости (до 5000 *пф*) являются разновидностью плоских конденсаторов (рис. 2.4, *б*). В них листки станиоля перекладываются парафинированной бумагой или слюдой так, что все нечетные листки станиоля, соединенные вместе, образуют одну обкладку конденсатора, тогда как четные листки образуют другую обкладку.

В мощных генераторах электрических колебаний высокой частоты применяют конденсаторы малой емкости горшечного типа (рис. 2.4, *в*). В них внутренняя и внешняя поверхности диэлектрика металлизированы и являются пластинами конденсатора.

Широко применяются также конденсаторы переменной емкости (рис. 2.4, *г*); изменение их емкости осуществляется вра-

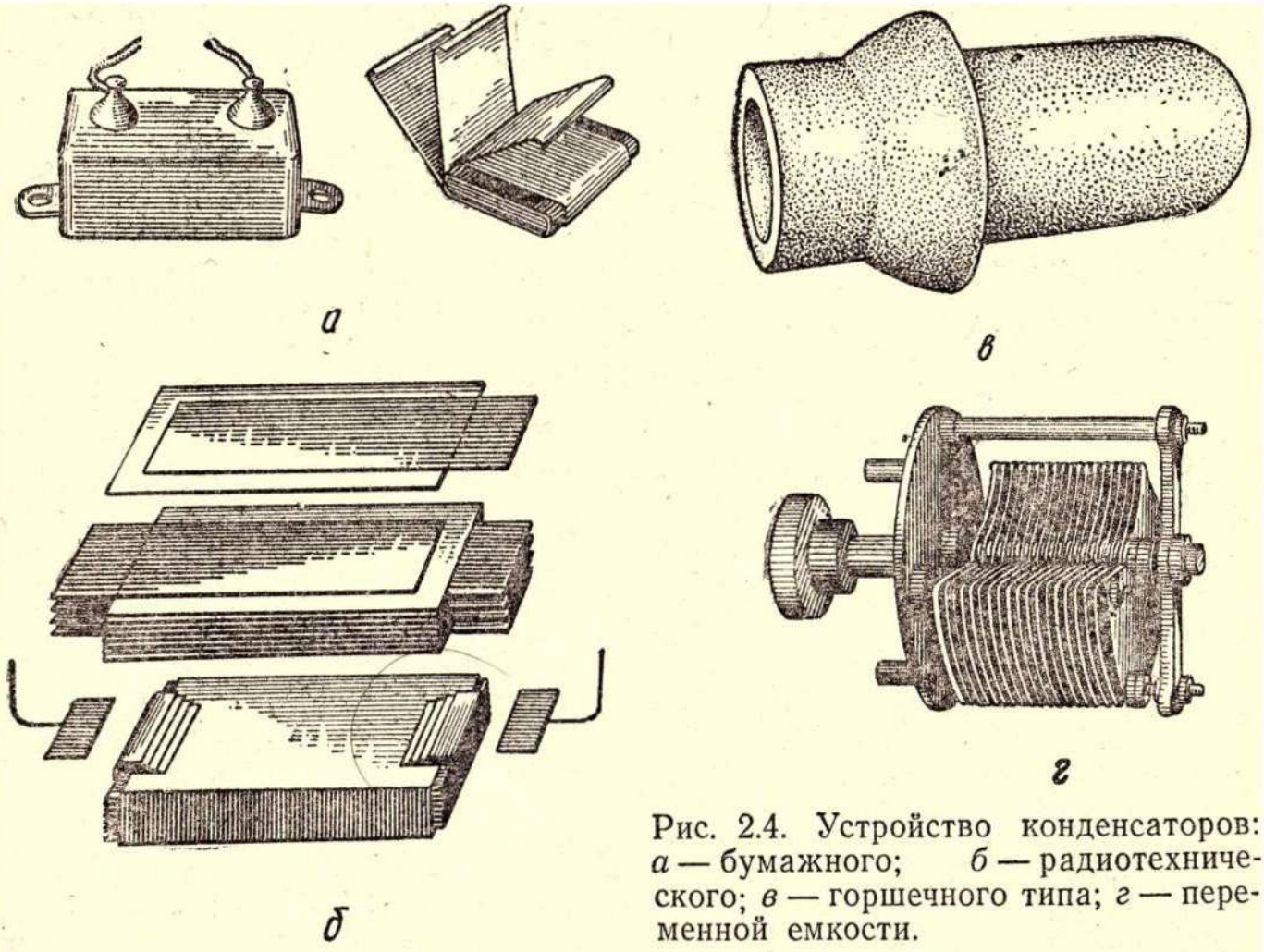


Рис. 2.4. Устройство конденсаторов: *а* — бумажного; *б* — радиотехнического; *в* — горшечного типа; *г* — переменной емкости.

щением системы подвижных пластин относительно подобной же системы неподвижных пластин.

UNREGISTERED COPY OF SCANPAPYRUS

Наконец, применяются так называемые электролитические конденсаторы (§ 70), в которых диэлектриком служит тончайший слой окислов алюминия, отчего при малых размерах они обладают значительной емкостью (десятки и сотни микрофарад).

§ 30. Различные типы электрометров

В § 10 описывался электрометр с листочками, который должен быть градуирован. Так называемый абсолютный электрометр позволяет измерять напряжения без предварительной градуировки прибора.

В этом электрометре сила притяжения между двумя пластинами заряженного конденсатора измеряется с помощью весов и отсюда определяется напряжение между пластинами. На рисунке 2.5 изображен электрометр такого типа. На рисунке 2.6 представлены обе пластины конденсатора электрометра в разрезе.

Нижняя пластина *А* конденсатора изолирована; с помощью кремальеры она может быть приближена к верхней пластине *Б*.

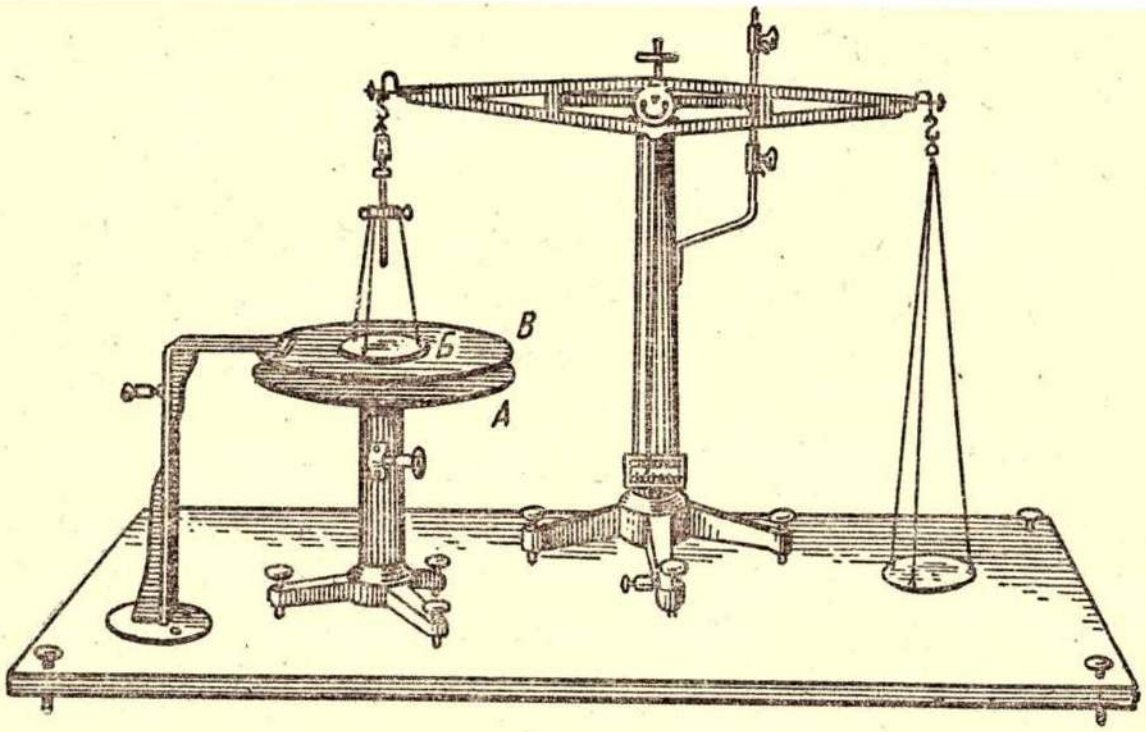


Рис. 2.5. Абсолютный электрометр.

Верхняя пластина *Б* подвешена к чувствительным весам и при незаряженном конденсаторе уравновешена; она окружена защитным неподвижным кольцом *В*, которое соединено с землей. Кольцо соединено с пластиной *Б* тонким гибким проводником *Г*. Нижняя пластина *А* соединена с телом, потенциал которого измеряется. Защитное кольцо служит для того, чтобы электрическое поле между *А* и *Б* достаточно точно было бы однородным.

UNREGISTERED COPY OF SCANPAPYRUS

Если пластина *А* будет заряжена, то между обеими пластинами возникнет притяжение. На основании (19,7) сила притяжения пластины *Б* равна:

$$F = \frac{\sigma^2 S}{2\varepsilon_0},$$

где σ — поверхностная плотность заряда, а S — площадь пластины *Б*. Для уравновешивания этой силы на другую чашку весов кладется соответствующий груз.

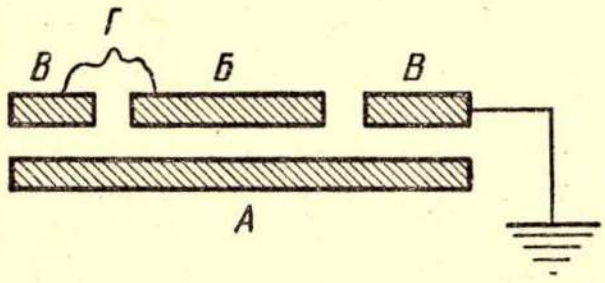


Рис. 2.6. Схема абсолютного электрометра.

Предыдущее выражение на основании § 19 и 27 легко преобразовать:

$$F = \frac{E\sigma S}{2} = \frac{UQ}{2d} = \frac{CU^2}{2d} = \frac{\varepsilon_0 U^2 S}{2d^2},$$

где d — расстояние между пластинами. Следовательно,

$$U = d\sqrt{\frac{2F}{\varepsilon_0 S}}. \qquad (30,1)$$

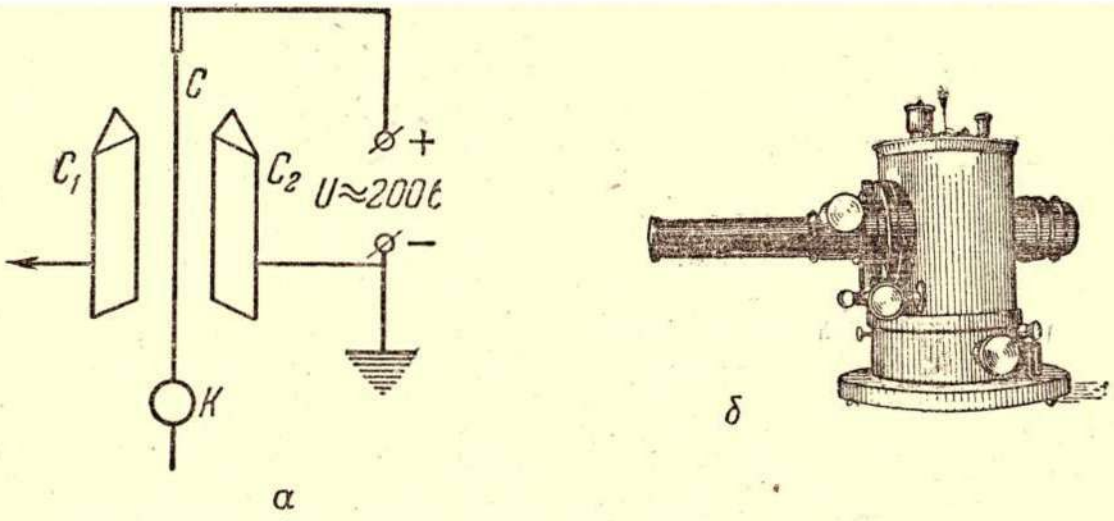


Рис. 2.7. Струнный электрометр: *а* — схема; *б* — общий вид.

Такой электрометр может применяться для абсолютных измерений напряжений, а поэтому он может служить для градуировки других приборов.

На рисунке 2.7, *а* схематически показано устройство струнного электрометра. Он имеет два металлических «ножа» C_1 и C_2 в форме трехгранных призм. Между ножами помещается тончайшая платиновая нить C (1—10 *мкм*), слабо натягиваемая колечком K из кварцевой нити. Измеряемое напряжение подают на один из ножей (C_1), а другой нож (C_2) соединяют с землей. Для увеличения чувствительности прибора между нитью и заземленным ножом накладывают постоянное напряжение от батареи элементов (100—300 *в*). При наложении напряжения между ножами нить отклоняется. Эти отклонения наблюдают в микроскоп. Чувствительность струнных электрометров может быть порядка нескольких сотен делений на вольт. Если нужно измерять большие напряжения (вольты и десятки вольт), то батарею отключают и нить соединяют с заземленным ножом.

На рисунке 2.7, *б* представлен общий вид струнного электрометра. Прибор собран в металлическом заземленном корпусе, служащем электростатической защитой.

UNREGISTERED COPY OF SCANPAPYRUS

§ 31. Измерение электрических величин

В современной технике электрических измерений для градуировки электрометров часто пользуются нормальными элементами (специальные гальванические элементы), которые описываются в руководствах к лабораторным практикумам по физике. Нормальные элементы обеспечивают большое постоянство эталонных напряжений. Для получения высоких напряжений нормальные элементы соединяют последовательно в батареи.

Емкость конденсаторов с большой точностью определяется с помощью специальных мостов, подобных мостику Уитстона (§ 58), работающих на переменном токе. Заряд же конденсатора легко определяется по его разряду через баллистический гальванометр (§ 46).

Если известна емкость электрометра, то его шкала для измерения напряжений легко пересчитывается в шкалу для измерения зарядов по соотношению $Q=CU$.

Так как емкости пропорциональны диэлектрическим постоянным (§ 26), то определение этих последних сводится к определению емкости. Для этого определяется емкость конденсатора с диэлектриком и без диэлектрика, и, согласно (26,5), отношение этих емкостей дает значение (относительной) диэлектрической проницаемости.

Диэлектрическая проницаемость всех газов близка к единице:

воздух	1,00053	водород	1,00026
пары воды	1,0078	кислород	1,00055
углекислота	1,00098	азот	1,00061

Значения диэлектрической проницаемости для некоторых жидких и твердых веществ следующие:

парафин	2	фарфор	6,5
эбонит	2—3	мрамор	8—10
слюда	6—8	керосин	2
стекло	4—10	вода	81

UNREGISTERED COPY OF SCANPAPYRUS

В § 10 рассматривался простейший способ измерения напряжения проводника (потенциала относительно земли) с помощью электрометра без учета влияния емкости последнего. Более точные измерения напряжения можно произвести следующим образом. Пусть потенциал проводника измеряется по схеме, изображенной на рисунке 1.14. Если электрометр покажет потенциал U', то этот потенциал не будет равен прежнему потенциалу исследуемого тела, так как часть заряда тела ушла на электрометр. До измерения заряд Q находился на проводнике емкостью C. Если прежний потенциал проводника U, то $Q=UC$. После подсоединения электрометра заряд Q распределился между проводником и электрометром, емкость которого пусть будет C', поэтому можно записать $Q=U'(C+C')$, следовательно,

$$U = U'\left(1+\frac{C'}{C}\right). \qquad (31,1)$$

Из этого выражения следует, что отсчитанный потенциал мы можем принять за действительный потенциал тела, если емкость тела во много раз больше емкости электрометра.

Выше мы рассмотрели измерение потенциала проводника. Гораздо труднее измерить потенциал внутри диэлектрика. Пусть требуется измерить потенциал в какой-либо точке атмосферы относительно земли. Если мы поместим в окрестности этой точки металлический шарик, то на шарике возникнут индуцированные заряды. После соединения шарика тонкой проволокой с электрометром индуцированные заряды, отталкиваемые полем, перейдут на электрометр и вызовут отклонение его стрелки. Электрометр покажет потенциал стрелки относительно корпуса, равный потенциалу шарика относительно земли. Однако этот потенциал будет совсем другим, нежели тот, который существовал в данном месте до помещения в него шарика. Объясняется это тем, что на шарике остались индуцированные заряды, противоположные заряду электрометра, которые будут сильно искажать поле. Для того чтобы получить правильное значение потенциала, следует убрать индуцированные заряды. С этой целью вблизи шарика создают в воздухе небольшое количество ионов; при этом ионы, разноименные с зарядом шарика, будут переходить на шарик и компенсировать его заряд. На этом основано устройство электрического пламенного зонда.

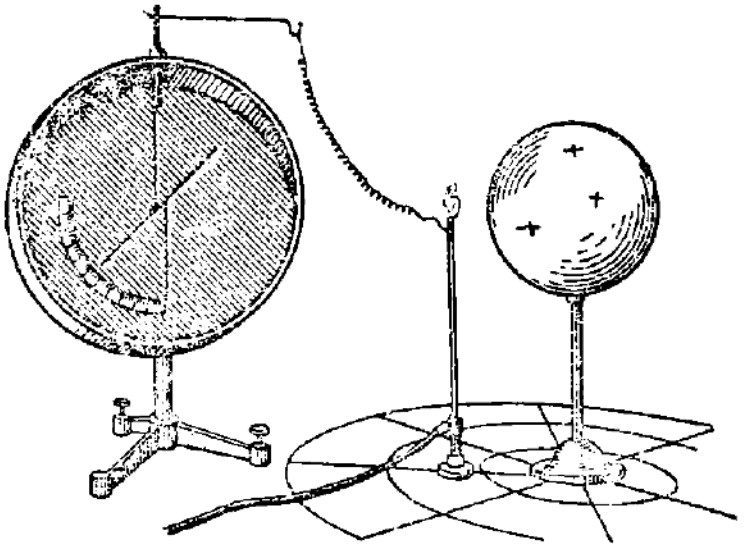


Рис. 2.8. Пламенный зонд.

UNREGISTERED COPY OF SCANPAPYRUS

На рисунке 2.8 изображен пламенный зонд. Он представляет собой узкую стеклянную трубку, из которой вытекает тонкая струйка светильного газа, горящего у ее конца. В этом случае ионизация воздуха возникает вследствие высокой температуры пламени. На трубке закреплена металлическая проволока, один конец которой введен в пламя, а другой соединен с электрометром.

Перемещая зонд в поле заряженного металлического шара, легко убедиться, что электрометр дает одно и то же показание, если зонд остается на поверхности шара. Показания электрометра изменяются быстрее всего, если зонд перемещать по линии напряженности.

Перемещая зонд в атмосфере Земли, можно исследовать электрическое поле атмосферы. Когда отсутствуют возмущающие влияния, создаваемые, в частности, грозовыми облаками, напряженность электрического поля в атмосфере направлена вниз и уменьшается с высотой. У поверхности Земли эта величина имеет порядок 100—150 *в/м*. Напряженность электриче-

ского поля атмосферы быстро уменьшается с высотой; так, например, на высоте 6 *км* она становится порядка 10 *в/м*. При грозах напряженность поля в атмосфере может в 100 и 1000 раз превышать нормальную. Электрическое поле в атмосфере вызывается как зарядом Земли, так и зарядами, распределенными в атмосферном воздухе. Заряд всей Земли равен примерно $-6 \cdot 10^5$ *к*.

§ 32. Энергия системы зарядов. Энергия электрического поля

Всякую совокупность электрических зарядов можно рассматривать как систему точечных зарядов. Найдем потенциальную энергию такой системы, порождаемую взаимодействием ее точечных зарядов.

Начнем с системы из двух зарядов q_1 и q_2, находящихся на расстоянии $r_{1,2}$ друг от друга. Каждый из этих зарядов в поле другого заряда обладает потенциальной энергией:

$$W_1 = q_1 U_{1,2}, \quad W_2 = q_2 U_{2,1},$$

где $U_{1,2}$ и $U_{2,1}$ — потенциалы, создаваемые соответственно вторым зарядом в точке нахождения первого и наоборот.

Так как

UNREGISTERED COPY OF SCANPAPYRUS

$$U_{1,2} = \frac{q_2}{4\pi\varepsilon_0 r_{1,2}}, \quad \text{а} \quad U_{2,1} = \frac{q_1}{4\pi\varepsilon_0 r_{1,2}},$$

то

$$W_1 = W_2 = W_{1,2}.$$

Таким образом,

$$W_{1,2} = q_1 U_{1,2} = q_2 U_{2,1}. \tag{32,1}$$

Так определяется энергия системы двух точечных зарядов. Смысл его таков: *если один из зарядов неподвижен,* например второй, *то энергия определится работой поля по перемещению первого заряда из данной точки в бесконечность.* (Та же работа будет при перемещении второго заряда в бесконечность при неподвижном первом заряде.) Согласно (32,1), можно записать:

$$W_{1,2} = \frac{1}{2}(q_1 U_{1,2} + q_2 U_{2,1}). \tag{32,2}$$

Полученное выражение позволяет описать процесс одновременного перемещения обоих зарядов: *работа перемещения каждого из них* (в бесконечность) *равна половине потенциальной энергии системы.*

Если в системе число точечных элементов больше двух, то энергия определится суммой энергий всевозможных пар заря-

дов. Рассмотрим совокупность трех таких зарядов, их энергия равна:

$$W = W_{1,2} + W_{1,3} + W_{2,3}, \tag{32,3}$$

где $W_{1,3}$ и $W_{2,3}$ — энергии взаимодействия зарядов первого с третьим и второго с третьим. Очевидно,

$$W_{1,3} = \frac{1}{2}(q_1 U_{1,3} + q_3 U_{3,1}),$$

$$W_{2,3} = \frac{1}{2}(q_2 U_{2,3} + q_3 U_{3,2}). \tag{32,4}$$

Складывая (32,2) и (32,4), найдем:

$$W = \frac{1}{2} q_1 (U_{1,2} + U_{1,3}) + \frac{1}{2} q_2 (U_{2,1} + U_{2,3}) + \frac{1}{2} q_3 (U_{3,1} + U_{3,2}),$$

$$U_1 = U_{1,2} + U_{1,3},\ U_2 = U_{2,1} + U_{2,3},\ U_3 = U_{3,1} + U_{3,2};$$

$$W = \frac{1}{2}(q_1 U_1 + q_2 U_2 + q_3 U_3). \tag{32,5}$$

Добавляя к системе трех зарядов последовательно q_4, q_5 и т. д., можно подобным способом найти энергию системы:

UNREGISTERED COPY OF SCANPAPYRUS

$$W = \frac{1}{2} \sum q_i U_i, \tag{32,6}$$

где U_i — потенциал в точке расположения заряда q_i.

Применим формулу (32,6) для некоторых частных случаев. Пусть имеется заряженный проводник. Потенциал во всех его точках будет одинаковым (§ 19, 21). Полагая $U_i = U$, из (32,6) найдем:

$$W = \frac{1}{2} U \sum q_i = \frac{QU}{2}, \tag{32,7}$$

где $Q = \Sigma q_i$ — заряд проводника. Используя выражение для емкости $Q = CU$, можно записать:

$$W = \frac{QU}{2} = \frac{CU^2}{2} = \frac{Q^2}{2C}. \tag{32,8}$$

Для заряженной сферической поверхности радиуса r, находящейся в диэлектрической среде $U = \frac{Q}{4\pi\varepsilon_0 \varepsilon r}$, поэтому для такой системы, согласно (32,7),

$$W = \frac{Q^2}{8\pi\varepsilon_0 \varepsilon r}. \tag{32,9}$$

(Эта формула справедлива и в случае равномерно заряженной непроводящей сферической поверхности.)

Пусть имеется заряженный конденсатор с разностью потенциалов между электродами U. Тогда одному из электродов, например, тому, который соединен с землей, можно приписать нулевой потенциал, потенциал же другого электрода с зарядом Q будет U. Соответственно энергия заряженного конденсатора, как и энергия заряженного проводника, может быть выражена соотношением (32,8).

По теории близкодействия энергию следует представлять локализованной в электрическом поле.

В рамках электростатики нельзя поставить опыт, который со всей полнотой доказывал бы, что электрическая энергия заряженного тела сосредоточена в его поле, так как в электростатических опытах заряды и поля не отделимы друг от друга. Однако развитие теории и эксперимента показало, что существуют электромагнитные волны, представляющие собой электрические и магнитные поля, изменяющиеся во времени и распространяющиеся с определенной скоростью. Эти поля распространяются без электрических зарядов и при этом переносят определенную энергию, что убедительно подтверждает основное положение теории близкодействия о локализации энергии в поле.

Общая формула для энергии системы зарядов по существу определяет энергию электрического поля этой системы. Для определения способа непосредственного вычисления энергии поля рассмотрим однородное поле плоского конденсатора.

Подставив в (32,8) выражение для емкости плоского конденсатора (27,2), получим:

$$W = \frac{\varepsilon_0 \varepsilon S}{2d} U^2 = \frac{\varepsilon_0 \varepsilon}{2} \left(\frac{U}{d}\right)^2 Sd. \qquad (32,10)$$

Но $\frac{U}{d}$, согласно (19,6), есть напряженность поля E, а $Sd = V$ — объем, занимаемый полем, тогда

$$W = \frac{\varepsilon_0 \varepsilon E^2}{2} V. \qquad (32,11)$$

Таким образом, энергия однородного поля пропорциональна объему, занимаемому полем. Нетрудно видеть, что энергия единицы объема, или объемная плотность энергии электрического поля, равна:

$$w = \frac{\varepsilon_0 \varepsilon E^2}{2}. \qquad (32,12)$$

Если поле неоднородно, то его можно разбить на такие элементарные объемы dV, в пределах которых поле однородно.

Тогда вся энергия любого электрического поля может быть представлена в следующем виде:

$$W = \int_V \frac{\varepsilon_0 \varepsilon E^2}{2} dV, \qquad (32,13)$$

причем интегрирование производится по всему объему.

Основываясь на (32,13), найдем энергию электрического поля заряженной сферической поверхности радиуса r.
В случае $R \geqslant r$

$$E = \frac{Q}{4\pi\varepsilon_0 R^2}$$

и за элемент объема можно принять сферический слой толщиной dR с площадью $4\pi R^2$ ($dV = 4\pi R^2 dR$).
Тогда, пользуясь (32,13), найдем:

$$W = \int_r^\infty \frac{Q^2}{8\pi\varepsilon_0 R^2} dR = \frac{Q^2}{8\pi\varepsilon_0 r}.$$

Полученное выражение совпадает с (32,9) при $\varepsilon = 1$.

Масса и энергия являются мерами объективной реальности — материи и ее движения. В теории относительности показывается, что между массой m и энергией W имеется органическая связь, выражаемая соотношением

UNREGISTERED COPY OF SCANPAPYRUS

$$W = mc_0^2, \qquad (32,14)$$

где c_0 — скорость света в вакууме. Это соотношение подтверждено прямыми расчетами, сделанными по ядерным реакциям, и является фундаментальным законом в современной физике. Всякий материальный объект имеет массу, с которой связано определенное количество энергии (32,14). Наоборот, если мы определим полную энергию какого-либо объекта, то можно найти его массу.

Соотношениями (32,13) и (32,14) определяются энергия и масса поля. Поле материально, и ему присуща масса и энергия. Электрическое поле — особый вид материи, отличный от обычных веществ, имеющих молекулярное строение, а также элементарных частиц.

В настоящее время познание многих свойств элементарных частиц стало возможным благодаря развитию представлений о полях различной природы. В современной квантовой электродинамике показывается, что одиночный электрический заряд испускает и поглощает кванты поля — некоторые материальные образования, обладающие массой и энергией. Электрический заряд как бы находится в динамическом равновесии с квантами поля. Взаимодействие двух электрических зарядов объясняется взаимным обменом испускаемыми ими квантами. Следствием этой теории является закон Кулона, на котором основывается обычная микроскопическая теория поля.

Квантовая электродинамика показывает, что в вакууме в отсутствие какого-либо макроскопического поля существуют нулевые флюктуации — в отдельных микрофизических объемах поле возникает, в других при этом оно исчезает. Наличие нулевых флюктуаций косвенно подтверждается исследованием сверхтонкой структуры линейчатых спектров элементов.

Как показывает опыт, существуют еще ядерные или мезонные поля. Если кванты электромагнитного поля лишены массы покоя и заряда, то кванты мезонных полей (мезоны различного типа) могут обладать массой покоя и зарядом.

UNREGISTERED COPY OF SCANPAPYRUS

Постепенное изучение сложной структуры полей привело к установлению связи между всеми элементарными частицами, к установлению факта их взаимной превращаемости.

Следует заметить, что в современной теории полей есть еще свои трудности. Так, например, невыясненным остается вопрос о размерах элементарных частиц, неясен механизм испускания и поглощения частицами квантов поля, не найден закон, определяющий ядерные силы. Но все эти трудности являются трудностями развития теории.

ГЛАВА III

ДИЭЛЕКТРИКИ

§ 33. Поляризация диэлектриков

В идеальных диэлектриках нет свободных зарядов, способных под действием внешнего электрического поля перемещаться по всему объему. Все электрические заряды диэлектрика связаны с атомами и молекулами вещества. Под действием поля эти заряды, получившие название **связанных зарядов**, могут смещаться только в пределах микроскопических объемов. Процесс смещения связанных зарядов под действием внешнего электрического поля называется **поляризацией диэлектрика**. В результате поляризации на поверхности диэлектрика появляются **поляризационные заряды**, которые можно обнаружить, например, в таком опыте. Если к заряженному электрометру (рис. 3.1) приблизить незаряженный диэлектрик, то показания электрометра уменьшаются, что и объясняется появлением зарядов на поверхности диэлектрика. При удалении диэлектрика показания электрометра становятся прежними.

UNREGISTERED COPY OF SCANBAPYRUS

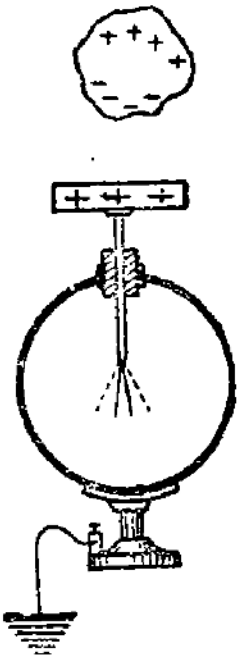


Рис. 3.1. При поднесении незаряженного диэлектрика показания электрометра уменьшаются.

Неполяризованный диэлектрик схематически можно представить как совокупность двух тождественных объемов, совпадающих друг с другом, один из которых равномерно заполнен положительным зарядом, другой — отрицательным. В поляризованном диэлектрике эти объемы смещены друг относительно друга.

Пусть имеется диэлектрик в форме прямого параллелепипеда (рис. 3.2, *а*). При наложении однородного электрического поля перпендикулярно основаниям выделенного параллелепипеда произойдет смещение указанных выше объемов (рис. 3.2, *б*); при этом внутри диэлектрика суммарный заряд останется равным нулю, на концах же возникнут заряды противоположного знака. Поляризационный заряд каждого основания параллелепипеда равен:

$$Q = \pm \sigma' S,$$

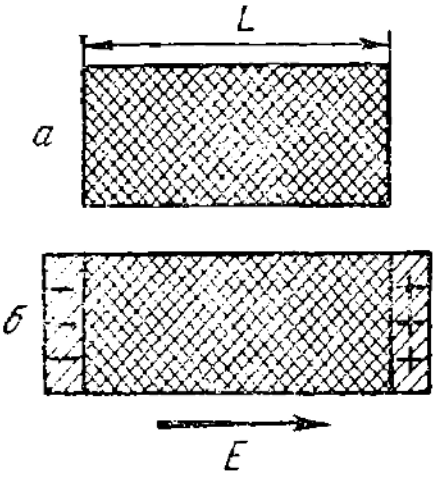


Рис. 3.2. Схема поляризации диэлектрика: *а* — неполяризованный диэлектрик; *б* — поляризованный диэлектрик.

где σ' — поверхностная плотность поляризационных зарядов. Произведение поверхностных зарядов на вектор $\vec{L}$, численно равный расстоянию между зарядами и направленный от отрицательного заряда к положительному, определяет электрический момент выделенного объема диэлектрика:

$$\vec{P} = \sigma' S \vec{L}. \qquad (33,1)$$

Электрический момент единицы объема диэлектрика называется вектором поляризации. При однородной поляризации диэлектрика вектор поляризации всюду постоянен. В этом случае

$$\vec{P} = V\vec{p}, \qquad (33,2)$$

где $\vec{p}$ и V — вектор поляризации и объем диэлектрика. Из (33,1) и (33,2) следует, что для прямого параллелепипеда справедливо

$$p = \sigma'. \qquad (33,3)$$

Для приведенных рассуждений существенным является нормальное расположение линий напряженности внешнего поля к границе диэлектрика. При выполнении этого условия поверхностная плотность поляризационных зарядов численно равна модулю вектора поляризации.

UNREGISTERED COPY OF SCANPAPYRUS

В общем случае, когда площадь, ограничивающая диэлектрик, не перпендикулярна полю, поверхностная плотность поляризационных зарядов определяется нормальной составляющей вектора поляризации p_n:

$$p_n = \sigma', \qquad (33,4)$$

Для вычисления поля в диэлектрике следует определить, чему равен вектор поляризации. В дальнейшем рассматриваются только изотропные диэлектрики. В этом случае поляризация диэлектрика пропорциональна напряженности поля в веществе:

$$\vec{P} = \varkappa \varepsilon_0 \vec{E}, \qquad (33,5)$$

где $\varkappa > 0$ — безразмерный коэффициент, называемый диэлектрической восприимчивостью данного вещества.

Следует отметить, что выражение (33,5) является точным только при условии, что диэлектрическая восприимчивость является характеристикой данного диэлектрика, не зависящей от величины поля. В действительности же для всех диэлектриков, если $\vec{E}$ становится очень большим, $\vec{P}$ перестает быть пропорцио-

нальным $\vec{E}$. При этом, для того чтобы сохранить запись (33,5), следует положить $\alpha = f(E)$. У сегнетоэлектриков, свойства которых рассматриваются ниже, зависимость α от E очень сложна даже в слабых полях.

§ 34. Электрическое поле в диэлектриках

Деление зарядов на свободные и поляризационные условно: как те, так и другие образуются одними и теми же элементарными частицами (электронами, протонами). Если такого различия не вводить, то задача электростатики сводилась бы к определению поля в вакууме, создаваемого тем или иным распределением элементарных частиц. Такой подход лежит в основе электронной теории, позволяющей изучить взаимодействие поля с веществом.

В макроскопической электродинамике удобным оказалось выделять свободные заряды — заряды, сообщаемые проводникам или распределенные известным образом в пространстве. Влияние же диэлектриков на параметры поля учитывается, как это делалось выше, путем введения относительной диэлектрической проницаемости. При этом источниками полей принимаются свободные заряды, диэлектрик же выступает как фактор, ослабляющий поле вследствие некоторого свойства, характеризуемого его проницаемостью.

UNREGISTERED VERSION OF CHM PDF

Очевидно, что если учесть влияние поляризационных зарядов, то уравнения, характеризующие поле в диэлектрике, не будут содержать относительной диэлектрической проницаемости. Понятно, что такое «исключение» из уравнений диэлектрической проницаемости сопряжено с раскрытием ее физического смысла.

Рассмотрим те изменения, которые вносит металлическая пластинка, помещенная внутри плоского конденсатора (рис. 3.3, *а*). Электрическое поле конденсатора индуцирует отрицательные заряды на верхней и положительные заряды на

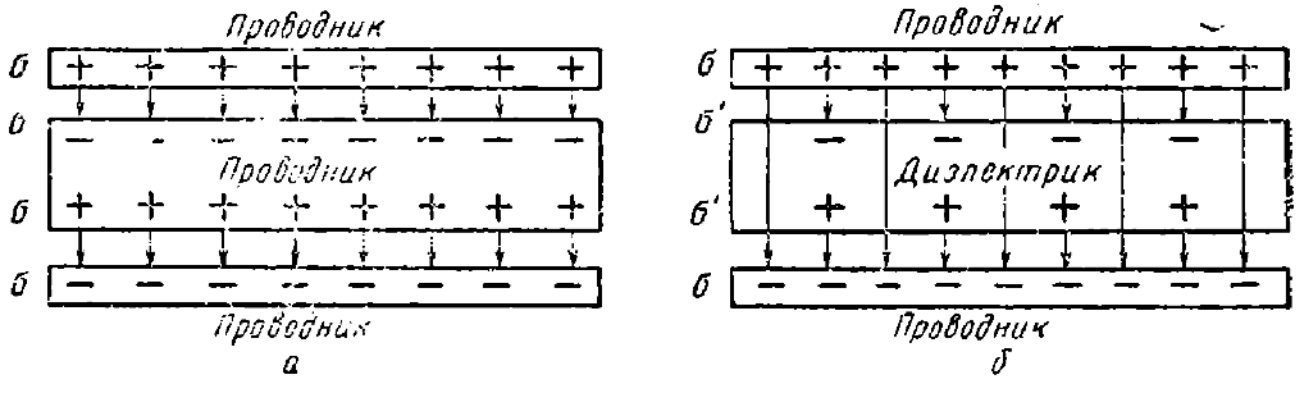


Рис. 3.3. Проводник и диэлектрик в однородном электрическом поле: *а* — пластинка проводника; *б* — пластинка диэлектрика.

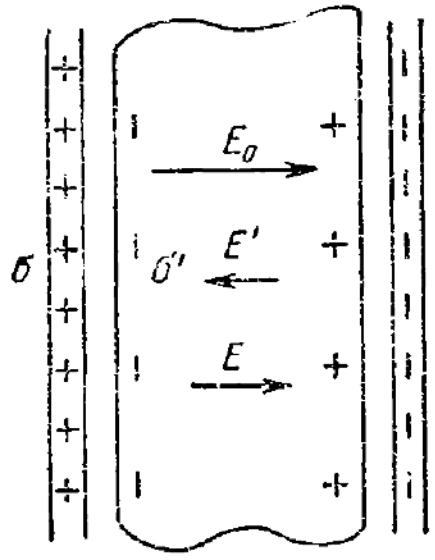


Рис. 3.4. К определению поля в диэлектрике.

нижней поверхностях вставленной пластинки, так что в результате поле внутри проводника компенсируется. Очевидно, в этом случае поверхностная плотность индуцируемых зарядов равна плотности зарядов на обкладках конденсатора σ. В зазорах между обкладками конденсатора и вставленной пластинкой поле не меняется $\left(E_0 = \frac{\sigma}{\varepsilon_0}\right)$.

Пусть в конденсатор вставлена пластинка из диэлектрика (рис. 3.3, *б*), на ней будут также индуцироваться заряды (поляризационные), но в отличие от предыдущего случая их поверхностная плотность σ' меньше плотности свободных зарядов пластин конденсатора. В результате не все поле E компенсируется зарядами диэлектрика — часть линий напряженности поля пройдет через диэлектрик, другая же часть обрывается на поляризационных зарядах. Из разобранного следует, что поляризация диэлектрика вызывает уменьшение электрического поля в диэлектрике по сравнению с первоначальным полем конденсатора.

В общем случае поле в диэлектриках создается свободными и поляризационными зарядами. На основании принципа суперпозиции (§ 5) напряженность поля в веществе определяется суммой напряженностей полей, создаваемых свободными и поляризационными зарядами (рис. 3.4):

$$\vec{E} = \vec{E}_0 + \vec{E}'. \qquad (34,1)$$

Для плоского конденсатора, заполненного диэлектриком (рис. 3.3, *б*), имеем:

$$E_0 = \frac{\sigma}{\varepsilon_0} \quad \text{и} \quad E' = \frac{\sigma'}{\varepsilon_0}, \qquad (34,2)$$

где σ и σ' — плотности свободных и поляризационных зарядов. Так как рассматриваемые поля направлены противоположно, то

$$E = E_0 - E' = E_0 - \frac{\sigma'}{\varepsilon_0}. \qquad (34,3)$$

Используя (33,3), перепишем (34,3) в векторной форме:

$$\vec{E} = \vec{E}_0 - \frac{\vec{P}}{\varepsilon_0}. \qquad (34,4)$$

Из (34,4) и (33,5) следует, что

$$\varepsilon_0 \vec{E}_0 = \varepsilon_0 (1 + \varkappa) \vec{E}. \qquad (34,5)$$

UNREGISTERED COPY OF SCANPAPYRUS

Полученные выражения связывают поле свободных зарядов с полем в диэлектрике, которое возникает под воздействием свободных и поляризационных зарядов.

Величина $\varepsilon_0\vec{E}_0$ является новой векторной характеристикой поля, ее называют вектором электрической индукции или электрическим смещением и обозначают символом $\vec{D}$ (ранее, в § 17, эта величина вводилась чисто аксиоматически):

$$\vec{D} = \varepsilon_0(1 + \varkappa)\vec{E}. \tag{34,6}$$

Безразмерная величина

$$\varepsilon = 1 + \varkappa \tag{34,7}$$

имеет смысл относительной диэлектрической проницаемости. Таким образом,

$$\vec{D} = \varepsilon_0\varepsilon\vec{E},$$

что совпадает с (17,1).

Диэлектрическая проницаемость ε обычно измеряется на опыте, а диэлектрическая восприимчивость определяется согласно (34,7). Диэлектрическая восприимчивость в теории строения вещества определенным образом связывается с электрическими свойствами отдельных молекул сред.

Вернемся к выражению (34,3) и перепишем его с учетом (34,2):

UNREGISTERED COPY OF SCANPAPYRUS

$$E = \frac{\sigma - \sigma'}{\varepsilon_0}. \tag{34,8}$$

Та же величина, определенная для плоского конденсатора через относительную диэлектрическую проницаемость, выражается формулой (§ 19):

$$E = \frac{\sigma}{\varepsilon_0\varepsilon}. \tag{34,9}$$

Из (34,8) и (34,9) найдем:

$$\varepsilon = \frac{\sigma}{\sigma - \sigma'}. \tag{34,10}$$

Таким образом, диэлектрическая проницаемость ε определенным образом связана с эффектом поляризации диэлектрика.

§ 35. Изменение поля на границе двух диэлектриков

Рассмотрим случай, когда два разных диэлектрика *I* и *II* граничат друг с другом и находятся в электрическом поле. В каждом из этих диэлектриков под влиянием электрического поля возникнут поверхностные поляризационные заряды σ_1' и σ_2'

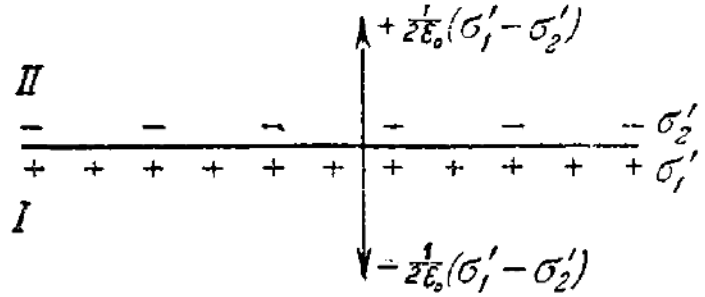


Рис. 3.5. Поляризационные заряды на границе двух диэлектриков.

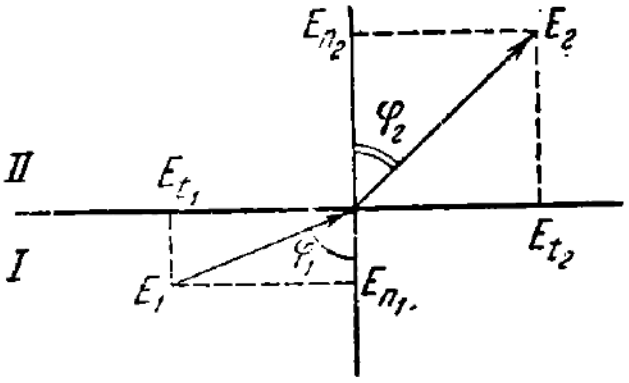


Рис. 3.6. Преломление линий напряженности на границе двух диэлектриков.

(рис. 3.5). Граница раздела окажется заряженной с поверхностной плотностью $(\sigma_1'-\sigma_2')$. Эти заряды дадут в каждую сторону сквозь каждый 1 $см^2$ площади поток напряженности

$$\frac{1}{2\varepsilon_0}(\sigma_1'-\sigma_2').$$

Разложим векторы напряженности полей (рис. 3.6) у границы обоих диэлектриков ($\vec{E}_1$, $\vec{E}_2$) на касательные (E_{t_1} и E_{t_2}) и нормальные составляющие (E_{n_1} и E_{n_2}). Так как электрическое поле зарядов поверхности раздела перпендикулярно к этой поверхности, то касательные составляющие поля не изменяются, а их значения в обоих диэлектриках одинаковы:

UNREGISTERED COPY OF SCANPAPYRUS

$$E_{t_1}=E_{t_2}. \tag{35,1}$$

Нормальные же составляющие напряженности различны и их разность равна потоку напряженности, образованного поляризационными зарядами единицы поверхности раздела диэлектриков:

$$E_{n_2}-E_{n_1}=\frac{1}{\varepsilon_0}(\sigma_1'-\sigma_2'). \tag{35,2}$$

Перепишем это выражение:

$$\varepsilon_0 E_{n_2}+\sigma_2'=\varepsilon_0 E_{n_1}+\sigma_1'.$$

Последнее равенство на основании (34,5) можно истолковать как равенство нормальных составляющих индукции на границе раздела двух диэлектриков:

$$\left.\begin{aligned} D_{n_2}&=D_{n_1},\\ \varepsilon_0\varepsilon_2 E_{n_2}&=\varepsilon_0\varepsilon_1 E_{n_1},\end{aligned}\right\} \tag{35,3}$$

где ε_1 и ε_2 — диэлектрические проницаемости сред. Таким образом, при переходе границы раздела двух диэлектриков нормальная составляющая напряженности поля испытывает скачкообразное изменение, которое можно определить как из (35,2), так и из (35,3).

В соответствии с (35,1) тангенциальные составляющие вектора индукции с двух сторон границы раздела диэлектриков различны:

$$\frac{D_{t_1}}{\varepsilon_1} = \frac{D_{t_2}}{\varepsilon_2} \qquad (35,4)$$

и прямо пропорциональны диэлектрическим проницаемостям сред.

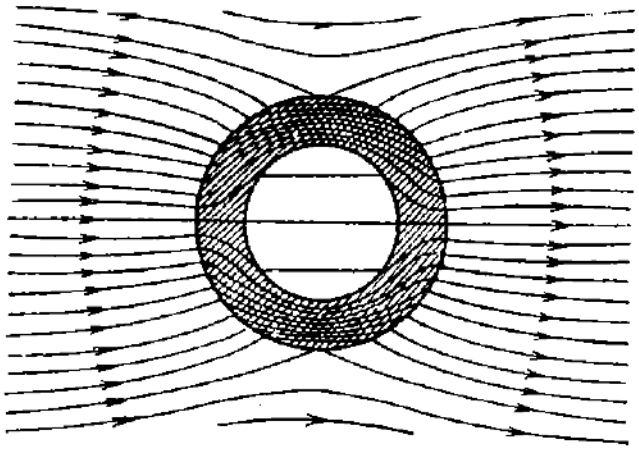


Рис. 3.7. Ослабление поля внутри полого диэлектрика.

Из разобранного следует, что на границе диэлектрика в общем случае линии напряженности и линии индукции должны преломляться. Действительно, если в первом диэлектрике составляющие напряженности по нормали и по касательной к границе раздела будут E_{n_1} и E_{t_1} (рис. 3.6), а во втором соответственно E_{n_2} и E_{t_2}, то углы, которые образуют равнодействующие этих составляющих с нормалью, определятся формулами:

$$\operatorname{tg}\varphi_1 = \frac{E_{t_1}}{E_{n_1}}, \quad \operatorname{tg}\varphi_2 = \frac{E_{t_2}}{E_{n_2}}.$$

Используя (35,1) и (35,3), найдем:

UNREGISTERED COPY OF SCANPAPYRUS

$$\frac{\operatorname{tg}\varphi_1}{\operatorname{tg}\varphi_2} = \frac{\varepsilon_1}{\varepsilon_2}. \qquad (35,5)$$

Эта формула выражает закон преломления линий напряженности; она показывает, что, входя в диэлектрик с меньшей диэлектрической проницаемостью, линии напряженности приближаются к нормали.

Закон преломления линий индукции в изотропных диэлектриках будет, очевидно, таким же, как и закон преломления линий напряженности, так как в каждом из диэлектриков направления векторов $\vec{D}$ и $\vec{E}$ совпадают.

Если в электрическом поле поместить полый диэлектрик, например, в виде цилиндра, то вследствие преломления линий индукции внутри полости цилиндра поле будет ослаблено (рис. 3.7).

§ 36. Электрические силы при наличии диэлектриков

Вследствие поляризации на каждый элемент объема диэлектрика действуют силы, и поэтому диэлектрик в электрическом поле деформируется. Это явление носит название электрострикции.

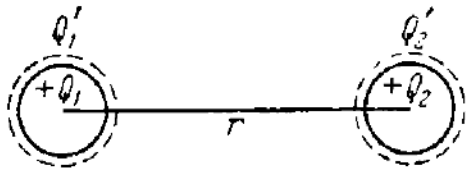


Рис. 3.8. К определению силы взаимодействия зарядов в среде.

Вследствие электрострикции на тела, помещенные в диэлектрик, действуют механические силы. Поэтому очень часто вычисление полной силы, действующей на тело в диэлектрике, является сложной проблемой. Задача упрощается при наличии жидкого и газообразного диэлектрика. Как показывается ниже, изотропность и текучесть таких сред во многих случаях упрощает решение поставленной задачи.

Пусть два шарика с зарядами Q_1 и Q_2 находятся в среде с диэлектрической постоянной ε и пусть радиусы шариков малы по сравнению с расстоянием между ними (рис. 3.8). Вокруг шариков на поверхности диэлектрика образуются поляризационные заряды Q_1' и Q_2'. На второй шарик действует сила $F_2 = E_1 Q_2$. Здесь E_1 — напряженность поля, создаваемая разностью зарядов $(Q_1 - Q_1')$ в области, где помещается второй заряд. В соответствии с (34,10) $Q_1 - Q_1' = \frac{Q_1}{\varepsilon}$, поэтому

$$E_1 = \frac{Q_1 - Q_1'}{4\pi\varepsilon_0 r^2} = \frac{Q_1}{4\pi\varepsilon_0\varepsilon r^2}$$

Следовательно,

UNREGISTERED COPY OF SCANPAPYRUS

$$F_2 = \frac{Q_1 Q_2}{4\pi\varepsilon_0\varepsilon r^2}. \qquad (36,1)$$

Аналогично находится сила, действующая на заряд Q_1.

В рассматриваемом примере вследствие изотропности сред и сферической формы тел механические напряжения в диэлектрике не влияют на взаимодействие зарядов.

Результат в форме (36,1) выражает собой известный закон Кулона (3,2). Здесь было показано, что в этом законе относительной диэлектрической проницаемостью ε учитывается влияние поляризационных зарядов.

Система заряженных тел характеризуется запасом потенциальной энергии: бесконечно малые перемещения под воздействием электрических сил определяются убылью потенциальной энергии:

$$dA = -dW. \qquad (36,2)$$

Пользуясь этим принципом, найдем силу притяжения между пластинами плоского конденсатора, когда между ними находится однородный диэлектрик.

Процесс сближения пластин конденсатора может происходить: при неизменном заряде (конденсатор отключен от источника) и при неизменном напряжении (конденсатор подключен к источнику постоянного напряжения).

В первом случае энергию (§ 32) удобнее представить формулой:

$$W = \frac{Q^2}{2C}.$$

Далее, пользуясь выражением для емкости плоского конденсатора, запишем:

$$W = \frac{Q^2}{2\varepsilon_0 \varepsilon S} x, \tag{36,3}$$

где x — расстояние между пластинами. Для малых перемещений одной из пластин под воздействием электрических сил справедливо (36,2). Дифференцируя (36,3) по x и заменяя $dA = Fdx$, получим: $Fdx = -\frac{Q^2}{2\varepsilon_0 \varepsilon S} dx$ (направление силы F и координаты x противоположны). Полученное таким способом выражение для силы

$$F = \frac{Q^2}{2\varepsilon_0 \varepsilon S} \tag{36,4}$$

совпадает с тем, что было найдено ранее другим методом (19,7).

Выражение (36,4) легко преобразуется к виду

$$F = \frac{\varepsilon_0 \varepsilon E^2 S}{2} \tag{36,5}$$

UNREGISTERED COPY OF SCANPAPYRUS

Из последнего видно, что сила, действующая на единицу поверхности пластин (механическое напряжение), определяется объемной плотностью энергии:

$$f = \frac{F}{S} = \frac{\varepsilon_0 \varepsilon E^2}{2}. \tag{36,6}$$

Во втором случае ($U = \text{const}$) из формулы $W = \frac{CU^2}{2}$ следует, что уменьшение расстояния между пластинами будет сопровождаться не уменьшением энергии конденсатора, как в первом случае, а ее увеличением. Это объясняется тем, что убыль энергии, связанная с работой электрических сил, в данном явлении сопровождается пополнением энергии конденсатора, порождаемой электрической работой — работой передачи заряда от источника напряжения к конденсатору. Для того чтобы сохранить постоянным напряжение U, когда изменяется емкость на величину dC, источник напряжения должен передать конденсатору заряд $dQ = UdC$, при этом относительно поля конденсатора совершается отрицательная электрическая работа

$$dA_{эл} = -UdQ = -U^2 dC.$$

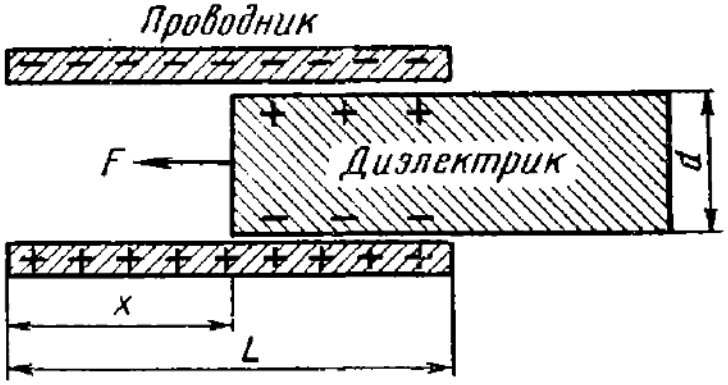


Рис. 3.9. Силы, действующие на диэлектрик в плоском конденсаторе.

В рассматриваемом случае справедливо

$$dA_{\text{мех}} + dA_{\text{эл}} = -dW.$$

Используя выражение

$$W = \frac{CU^2}{2},$$

запишем:

$$F dx + (-U^2 dC) = -d\left(\frac{CU}{2}\right)^2. \tag{36,7}$$

Таким образом, $F dx = \frac{U^2}{2} dC$. Далее, беря $C = \frac{\varepsilon_0 \varepsilon S}{x}$, легко получить формулу (36,5).

Рассмотрим еще один пример, когда подобного рода сила может быть найдена точно. Пусть в плоский конденсатор частично вставлена плитка диэлектрика, при этом возникает сила, втягивающая диэлектрик внутрь (рис. 3.9).

Расчет втягивающей силы проведем, используя для энергии выражение $W = \frac{CU^2}{2}$. Пусть, далее $U = \text{const}$ (конденсатор подсоединен к источнику напряжения). Тогда при смещении диэлектрика меняется только емкость. В этих условиях, согласно (36,7):

UNREGISTERED COPY OF SCANLIBRARY.RU

$$F = \frac{U^2}{2} \cdot \frac{\partial C}{\partial x}. \tag{36,8}$$

Пусть вся длина пластин конденсатора L, а их ширина b (рис. 3.9). Тогда при частично вдвинутом диэлектрике

$$C = \frac{\varepsilon_0 b}{d} x + \frac{\varepsilon_0 \varepsilon b}{d} (L - x). \tag{36,9}$$

Из (36,8) и (36,9) следует, что

$$F = -\frac{U^2 \varepsilon_0 b}{2d} (\varepsilon - 1). \tag{36,10}$$

§ 37. Качественная теория поляризации диэлектриков

Рассмотрим более подробно явление поляризации диэлектриков. Диэлектрик, как и всякое вещество, состоит из молекул, в состав которых входят отрицательно заряженные электроны и положительные ядра. Заряды разного знака в пределах молекулы могут компенсировать друг друга так, что в целом моле-

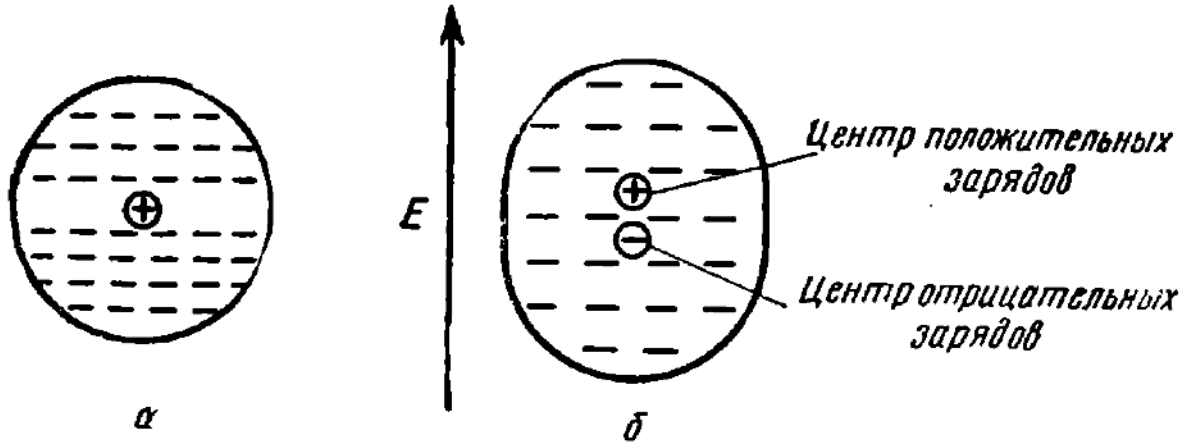


Рис. 3.10. Неполярная молекула: *а* — в отсутствии поля; *б* — в электрическом поле.

кула будет нейтральна. Молекулы таких диэлектриков называются неполярными.

Поведение в поле молекул многих веществ (например, N_2, H_2, CO_2, углеводородов и др.) довольно хорошо объясняется моделью неполярных молекул.

В силу теплового движения молекулам в среднем по времени можно приписать сферическую симметрию, для неполярных молекул центры положительных зарядов (ядер) и отрицательных зарядов (электронов) будут совпадать с центром такой сферы (рис. 3.10, *а*). В электрическом поле центры положительных и отрицательных зарядов раздвигаются вдоль поля (рис. 3.10, *б*). Такой тип поляризации диэлектриков называют электронной поляризацией или поляризацией смещением.

UNREGISTERED COPY OF SCANPAPYRUS

Диполи неполярных молекул, возникающие под воздействием внешнего поля, называются упругими, их электрический момент в широких пределах пропорционален величине поля. Упругие диполи всегда направлены по полю.

Существуют диэлектрики, в молекулах которых центры отрицательных зарядов даже в отсутствии поля смещены на некоторое расстояние относительно центра положительных зарядов. Молекулы таких диэлектриков называются полярными. Электрическое поле полярной молекулы эквивалентно полю диполя. Если расстояние между зарядами молекулы не меняется под воздействием внешнего электрического поля, то молекулы таких диэлектриков по существу являются твердыми диполями.

Как показывает опыт, поведение в поле многих веществ (например, H_2O, SO_2, H_2S, NO_2, органических кислот и т. д.) довольно хорошо может быть описано моделью твердых диполей.

Для иллюстрации рассмотрим строение молекул воды (рис. 3.11). В молекуле воды имеется отрицательный заряд на атоме кислорода и положительный заряд на обоих атомах водорода, которые расположены несимметрично. Общий заряд

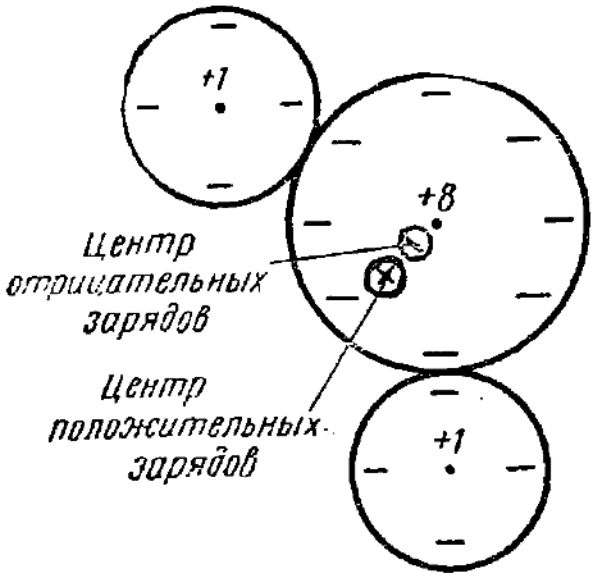


Рис. 3.11. Модель молекулы воды.

молекулы равен нулю, но центры положительных и отрицательных зарядов не совпадают.

Если молекулы диэлектрика являются диполями, то в отсутствие внешнего поля вследствие теплового движения молекул диполи располагаются без какого-либо преимущественного направления (рис. 3.12, *а*). При наложении внешнего электрического поля на каждый диполь действует пара сил, стремящаяся ориентировать его по полю. В результате действия внешнего поля возникает частичное упорядочение диполей (рис. 3.12, *б*), тем большее чем сильнее поле и чем ниже температура. В этом случае возникает поляризация диэлектрика, которая называется дипольной или ориентационной.

При усилении внешнего поля в диэлектриках с полярными молекулами увеличивается ориентация диполей, в диэлектриках с упругими диполями происходит увеличение момента диполей.

Макроскопически поляризация проявляется в появлении электрического момента диэлектрика. Вектор поляризации диэлектрика является векторной суммой электрических моментов молекул единицы объема диэлектрика:

$$\vec{p} = \sum_{i=1}^{n} \vec{p}_i, \tag{37,1}$$

где n — число молекул в единице объема диэлектрика. Для диэлектриков с полярными и неполярными молекулами вектор поляризации в известных пределах пропорционален электрическому полю (33,5):

$$\vec{p} = \alpha \varepsilon_0 \vec{E}, \tag{37,2}$$

где α — диэлектрическая восприимчивость вещества. Физически последнее соотношение объясняется тем, что в диэлектриках с твердыми диполями ориентация молекул при не слишком больших полях пропорциональна напряженности поля, в диэлектриках с упругими диполями дипольный момент пропорционален полю. Поляризуемость α твердодипольных диэлектриков сильно зависит от температуры (α обратно про-

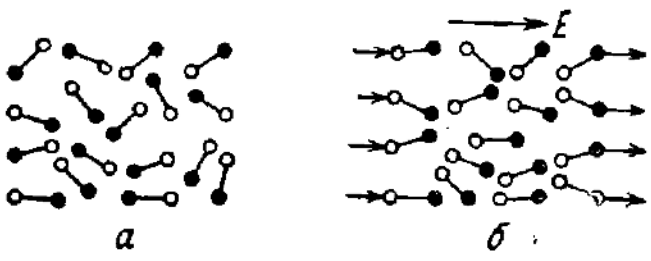


Рис. 3.12. Схема дипольной поляризации: *а* — расположение молекул в отсутствие поля; *б* — при наложении поля.

порциональна температуре). Это объясняется дезориентирующим действием теплового движения частиц. Поляризуемость же диэлектриков с неполярными молекулами при постоянной концентрации частиц не зависит от температуры, так как ориентация дипольных моментов молекул таких веществ не зависит от теплового движения.

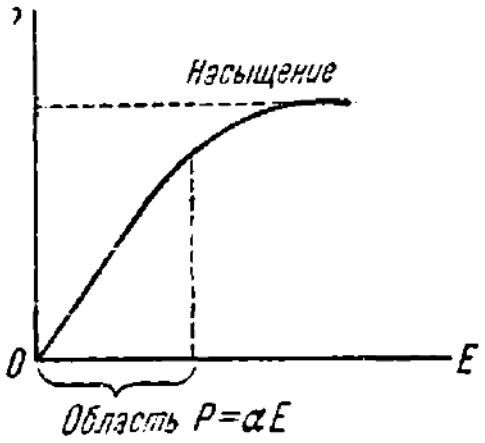


Рис. 3.13. Зависимость поляризации твердодипольных диэлектриков от величины поля.

Опыт и теория показывают, что для диэлектриков с твердыми диполями при повышении напряженности поля (при постоянной температуре) достигается такое состояние, когда практически все диполи уже повернуты в направлении поля. Дальнейшее увеличение напряженности поля E уже не будет вызывать увеличения поляризации P, т. е. наступит насыщение. На рисунке 3.13 показывается зависимость P от E у твердодипольного диэлектрика. О постоянстве α (независимости α от E) можно говорить лишь в начальном участке кривой, где она идет линейно.

Дипольная поляризация и поляризация смещением могут сочетаться друг с другом. Так, например, во многих жидких и газообразных диэлектриках молекулы могут не только ориентироваться под воздействием поля, но и деформироваться, и потому в них происходит одновременно дипольная поляризация и поляризация смещением. Исследуя на опыте температурную зависимость диэлектрической проницаемости ε, можно определить, какой тип поляризации имеет место в данном диэлектрике, и отделить дипольную поляризацию от поляризации смещением.

UNREGISTERED COPY OF SCANPAPYRUS

Иной характер носит поляризация ионных кристаллов. Ионные кристаллы представляют собой пространственные решетки с правильным чередованием ионов различных знаков. Например, кристалл каменной соли представляет собой пространственную решетку из чередующихся положительных ионов натрия и отрицательных ионов хлора. В таких кристаллах нельзя выделить отдельные молекулы, а их можно рассматривать как систему двух вдвинутых одна в другую ионных решеток; в отсутствие поля на каждой грани кристалла находится одинаковое число положительных и отрицательных ионов. Но если такой кристалл поместить в электрическое поле, то ионные решетки сместятся в противоположные стороны, вследствие чего на противоположных гранях кристалла будут преобладать ионы одного знака: кристалл будет поляризован. Этот тип поляризации называется ионной поляризацией.

§ 38. Сегнетоэлектрики

Имеются вещества с громадным значением диэлектрической проницаемости. Первоначально такое свойство было обнаружено у кристаллов сегнетовой соли, и поэтому все диэлектрики такого рода получили название **сегнетоэлектриков**. Впервые исследование диэлектрических свойств сегнетовой соли было произведено в 1930—1934 гг. советскими учеными И. В. Курчатовым, П. П. Кобеко и другими. Сегнетова соль является двойной натрокалиевой солью винной кислоты ($NaKC_4H_4O_6 \cdot 4H_2O$). При комнатной температуре диэлектрическая проницаемость сегнетовой соли близка к 10 000.

Диэлектрическая проницаемость сегнетоэлектриков оказалась зависящей от напряженности поля. Сегнетоэлектрики обнаруживают остаточную электрическую поляризацию после устранения действия внешнего электрического поля. Это свойство сегнетоэлектриков подобно свойству железа, в котором наблюдаются явления остаточного намагничивания.

Сегнетоэлектрические свойства сильно зависят от температуры. При температурах, превышающих определенное значение, различное для разных веществ, сегнетоэлектрические свойства исчезают и сегнетоэлектрик превращается в обычный диэлектрик. Эта температура (как и для ферромагнетиков) называется **точкой Кюри**. В некоторых случаях, например, для сегнетовой соли, существуют две точки Кюри (+22,5° и —15° С); вне этого интервала температур диэлектрические свойства соли сходны со свойствами обычных диэлектриков (рис. 3.14).

Б. М. Вул с сотрудниками открыл сегнетоэлектрические свойства у титаната бария ($BaTiO_3$), точка Кюри которого равна примерно 80° С и диэлектрическая проницаемость в максимуме достигает 6000. Титанат бария удобен для практических целей, так как его сегнетоэлектрические свойства сохраняются в широком интервале температур.

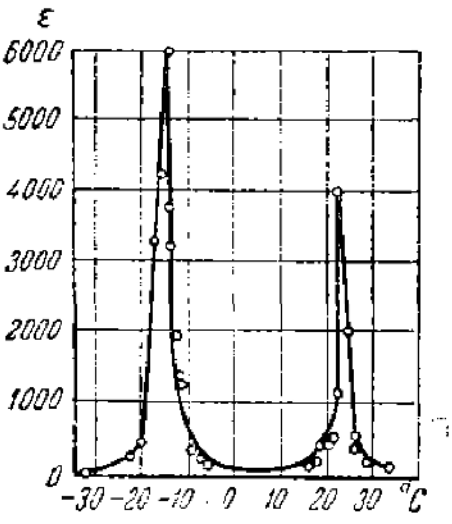


Рис. 3.14. Диэлектрическая проницаемость сегнетовой соли в зависимости от температуры для слабых полей.

Сегнетоэлектрики имеют большое практическое применение. В частности, сегнетоэлектрики применяются для изготовления конденсаторов большой емкости при малых размерах, что имеет существенное значение для уменьшения веса и габаритов радиотехнических устройств. Такой сегнетоэлектрик, как титанат бария, широко стал применяться в качестве генератора и приемника ультразвуковых волн.

В настоящее время свойство сегнетоэлектриков объясняется следующим образом. Вследствие особенно сильного взаимодействия частиц, объем кристалла сегнетоэлектрика подразделяется на отдельные области — **домены**, которые являются

областями спонтанной (самопроизвольной) поляризации. В обычном состоянии сегнетоэлектрик представляет собой как бы мозаику из доменов, причем в пределах каждого домена имеется свое направление спонтанной поляризации, тогда как в смежных областях эти направления различны, так что в целом электрический момент кристалла равен нулю. Под воздействием внешнего электрического поля в доменах происходит изменение направления поляризации, вследствие чего сегнетоэлектрик приобретает электрический момент по направлению линий напряженности поля. Возникшее при этом суммарное внутреннее электрическое поле доменов будет поддерживать их некоторую ориентацию и после прекращения действия внешнего поля.

В этом отношении свойства сегнетоэлектриков сходны со свойствами ферромагнетиков (§ 133). Подобно ферромагнетикам, в которых наблюдается магнитный гистерезис, сегнетоэлектрики обнаруживают электрический гистерезис, сущность которого заключается в том, что поляризация сегнетоэлектрика определяется не только значением напряженности поля, но и зависит еще от предшествовавших состояний поляризации.

§ 39. Пьезоэлектрические явления

Пространственно правильным распределением частиц в кристаллической решетке веществ объясняется особое явление, которое называется пьезоэлектрическим эффектом. Этот эффект заключается в том, что на гранях некоторых кристаллов возникают электрические заряды при их механических деформациях (например, при сжатии и растяжении). Пьезоэлектрический эффект обнаруживается в кварце, турмалине, сегнетовой соли, титанате бария и ряде других кристаллов.

UNREGISTERED COPY OF SCANPAPYRUS

Впервые наиболее тщательно был изучен пьезоэлектрический эффект у кварца. Кристалл кварца (рис. 3.15) имеет одну ось симметрии третьего порядка (ось z, которая называется оптической осью) и три перпендикулярных к ней оси симметрии второго порядка, образующие между собой углы в 120°. (Оси xx, x_1x_1, x_2x_2 — электрические оси.)

Если вырезать пластинку, как это показано на рисунке 3.15 (срез Кюри или x-срез), и подвергнуть ее действию силы F_x, действующей вдоль оси x, то на грани bc, направленной в положительную сторону оси x, возникнет положительный электрический заряд $+Q$. На противоположной грани одновременно возникнет равный отрицательный заряд. Величина возникшего заряда не зави-

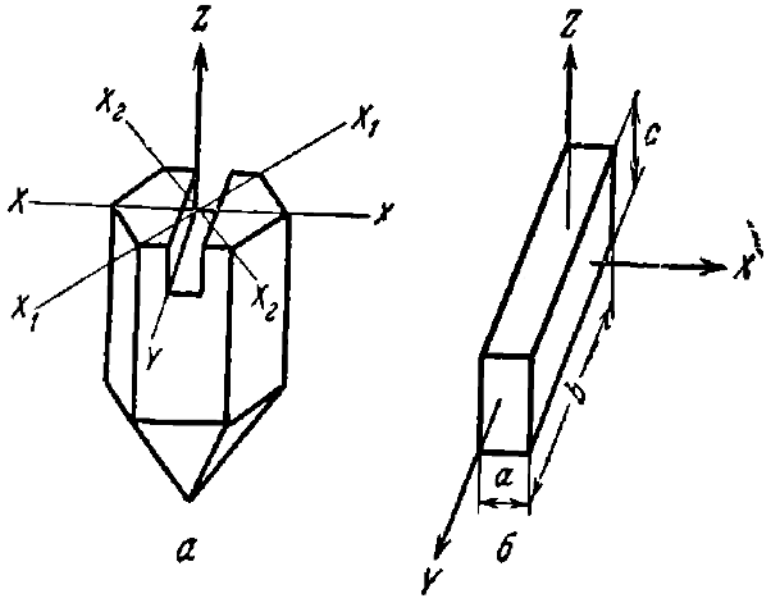


Рис. 3.15. К пояснению пьезоэлектрического эффекта: *а* — кристалл кварца; *б* — пластинка x-среза.

сит от размеров пластинки и однозначно определяется растягивающей силой:

$$Q = d_{11}F_x,$$

где d_{11} — коэффициент, называемый пьезоэлектрическим модулем.

Если заменить растяжение сжатием, то знаки зарядов изменятся на обратные. На других гранях пластинки заряды при этом возникать не будут.

Если пластинка растягивается или сжимается вдоль оси y, то на грани bc возникают заряды, величина которых зависит от соотношения площадей bc, на которой возникает заряд, и ac, на которую действует сила, а именно:

$$Q = d_{11} \cdot \frac{bc}{ac} F_y.$$

На других гранях заряды возникать не будут.

Сжатие или растяжение пластинки вдоль оси z не вызывает появления зарядов ни на одной из граней.

Пьезоэлектрический эффект у сегнетовой соли проявляется гораздо сильнее, нежели у кварца. Для демонстрации существования пьезоэлектрического эффекта может служить устройство, показанное на рисунке 3.16. Здесь пластинка сегнетовой соли слабо зажата между двумя обкладками из листовой латуни. Маленькая неоновая лампочка служит индикатором: когда напряжение между электродами достигнет нескольких десятков вольт, в лампе появится свечение. Если резко ударять резиновой колотушкой по пластинке сегнетовой соли, то на обжимающих ее листах латуни будут возникать заряды, противоположные зарядам грани диэлектрика, вследствие чего при каждом ударе неоновая лампочка дает кратковременную вспышку.

UNREGISTERED COPY OF SCANPAYRUS

Аналогичный опыт можно делать, пользуясь пластинкой из титаната бария.

Кроме описанного прямого пьезоэлектрического эффекта, существует обратный пьезоэлектрический эффект, сводящийся к изменениям размеров кристалла под воздействием электрического поля, т. е. к его удлинению или укорочению при электризации.

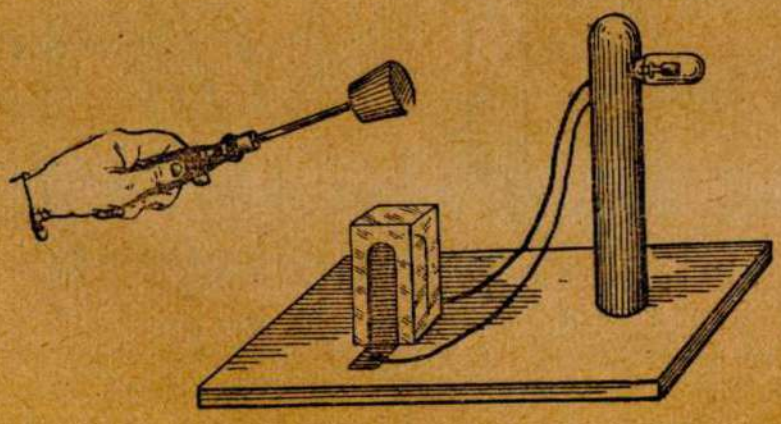


Рис. 3.16. Демонстрация пьезоэлектрического эффекта.

Если пластинку x-среза кварца поместить в электрическое поле конденсатора (рис. 3.17), пластинка будет деформироваться. При совпаде-

нии направления поля с направлением оси x пластинка расширится вдоль этой оси и наоборот. Относительное удлинение пластинки вдоль оси x в рассмотренном случае определяется соотношением:

$$\frac{\delta d}{d} = d_{11}E,$$

где $E = \frac{U}{d}$ — напряженность электрического поля конденсатора. Прямой и обратный пьезоэлектрические эффекты находят в настоящее время широкое применение в технике. Хорошо разработан и часто применяется пьезоэлектрический манометр: сочетание кварца с электрическими приборами, которые позволяют регистрировать колебания заряда на кварце, вызываемые изменением давления. Этот метод позволяет регистрировать быстро меняющиеся давления.

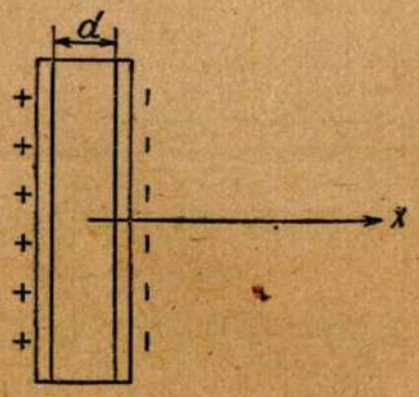


Рис. 3.17. Кристаллическая кварцевая пластинка в электрическом поле.

Обратный пьезоэффект сейчас широко используется для генерации ультразвуковых волн. В современных генераторах ультразвуковых волн часто используются кварцевые пластинки или пластинки из титаната бария. При помещении таких пластин в переменное электрическое поле они начинают вибрировать в такт с изменением электрического поля, при этом в окружающей среде (жидкостях, газах, твердых телах) возникают ультразвуковые колебания. Для увеличения интенсивности генерируемого ультразвука пьезоэлектрические пластинки заставляют колебаться с частотой, совпадающей с частотой их собственных колебаний.

UNREGISTERED COPY OF SCANPAPYRUS

Более подробный анализ работы пьезоэлектрического преобразователя дается в § 190.

Любой диэлектрик в электрическом поле подвергается растяжению. На единицу поверхности диэлектрика в электрическом поле действует растягивающая сила f, пропорциональная квадрату напряженности поля. Это явление растяжения диэлектрика называется электрострикцией, оно вызывает увеличение объема диэлектрика. Относительное увеличение объема

$$\frac{\delta V}{V} = bE^2.$$

В отличие от обратного пьезоэлектрического эффекта, при котором наблюдается как растяжение, так и сжатие диэлектрика, в зависимости от знака поля, электрострикция всегда положительна, т. е. наблюдается растяжение. Электрострикция имеет место у всех диэлектриков. Эффект квадратичный, хотя и весьма незначительный по величине.

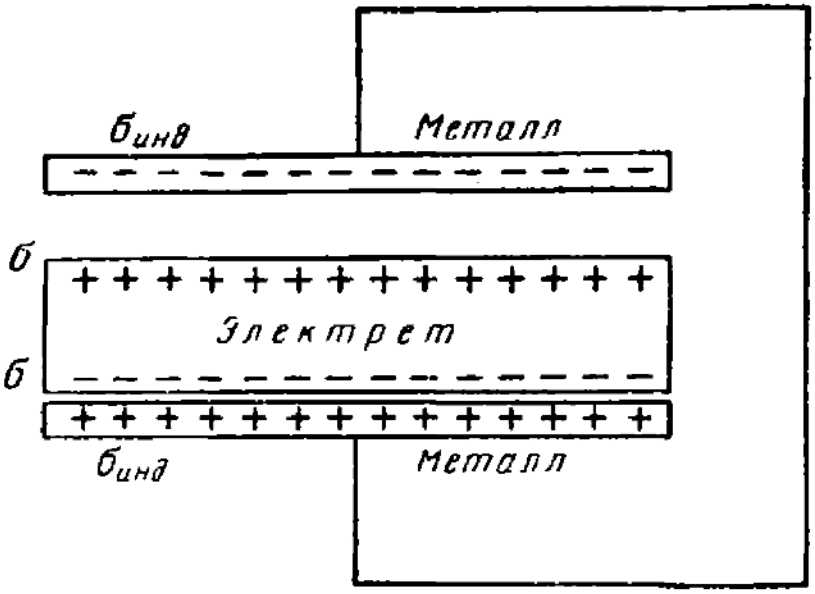


Рис. 3.18. Закороченный электрет.

§ 40. Электреты

Среди твердых диэлектриков выделяется группа, называемая электретами. Электреты длительно сохраняют наэлектризованное состояние и в отсутствие внешнего поля, они по своим свойствам являются аналогами постоянных магнитов. Подобные свойства обнаруживаются у ряда органических веществ (пчелиный воск, парафин, нафталин, эбонит, нейлон и др.) и неорганических (серы, титанатов, щелочноземельных металлов, борного стекла и др.).

Стабильный электрет можно получить, если нагреть диэлектрик до температуры, близкой или равной температуре плавления, и наложить на него сильное электрическое поле. Под действием поля произойдет упорядочение молекулярных диполей, которое частично сохраняется после охлаждения и снятия внешнего электрического поля. Так формируются термоэлектреты. Фотоэлектреты получают при освещении светом некоторых диэлектриков в сильном электрическом поле (селен, окись цинка).

UNREGISTERED COPY OF SCANPAPYRUS

Поверхностный заряд электрета есть алгебраическая сумма поляризационного заряда, обусловленного остаточной поляризацией и заряда противоположного знака, абсорбированного из воздуха. Время сохранения наэлектризованого состояния у электретов колеблется от нескольких дней до времени порядка миллионов лет. Закорочивание поверхностей электретов при хранении увеличивает стабильность их зарядов.

Электреты применяются как источники постоянного электрического поля. Действия электретных микрофонов, телефонов, вибродатчиков основано на индуцировании переменного тока в электрическом поле электрета. Работу таких устройств можно пояснить схемой, изображенной на рисунке 3.18. Если металлическая пластинка будет совершать периодические колебания вблизи поверхности электрета, то во внешней цепи возникает переменный ток.

Фотоэлектреты применяются в электрофотографии, сущность которой заключается в следующем. При освещении фотоэлектретов происходит уменьшение их зарядов, пропорциональное освещенности. Оставшиеся после экспонирования электрические заряды образуют скрытое электрофотографическое изображение или потенциальный рельеф. Потенциальный рельеф визуализируется или с помощью электрически заряженных порошков, или методами непосредственного считывания потенциальных рельефов.

ГЛАВА IV

ПОСТОЯННЫЙ ЭЛЕКТРИЧЕСКИЙ ТОК

§ 41. Условия возникновения тока

Пользуясь электростатической машиной, можно зарядить проводящее тело до определенного потенциала. Если затем это тело соединить проводником с землей, то статическое состояние зарядов в теле нарушится — возникнет направленное движение зарядов, вследствие которого потенциал заряженного тела будет выравниваться с потенциалом Земли, причем положительные заряды начнут двигаться в сторону убыли потенциала, а отрицательные — в сторону его возрастания. *Направленное движение электрических зарядов называется электрическим током.*

В приведенном примере ток будет существовать до тех пор, пока потенциал тела не сравняется с потенциалом Земли (длительность такого процесса обычно составляет незначительные доли секунды).

UNREGISTERED COPY OF SCANPAPYRUS

Разряд сопровождается убылью начальной энергии заряженного тела. При прохождении тока происходят многообразные превращения электрической энергии (например, выделяется тепло, могут иметь место химические превращения и т. д.).

Для того чтобы электрический ток был неизменным, необходимо поддерживать постоянным напряжение на концах проводника. В приведенном выше примере это можно осуществить, соединив тело с непрерывно вращающейся электростатической машиной. При поддержании напряжения на концах проводника имеет место непрерывное восполнение электрической энергии, расходуемой при прохождении тока по проводнику.

Устройства, которые служат для поддержания напряжения в проводнике, называются источниками тока или источниками напряжения.

В источниках тока происходит превращение неэлектрических форм энергии в электрическую. В электростатической машине имеет место превращение механической энергии в электрическую. В гальванических элементах и аккумуляторах происходит превращение энергии, выделяющейся при химической реакции, в электрическую. В фотоэлементах выделяется электрическая энергия за счет световой энергии и т. д.

Следует отметить, что электрический ток в проводнике и смещение микрозарядов в молекулах изолятора, происходящее в момент возникновения и исчезновения диэлектрической поляризации, суть процессы одного и того же рода. В обоих случаях происходит перемещение зарядов в электрическом поле, но в изоляторах при возникновении поляризации под воздействием постоянного напряжения смещение зарядов быстро прекращается, после чего диэлектрик остается поляризованным; в проводниках же под воздействием постоянного напряжения перемещение зарядов происходит непрерывно.

Электрический ток в проводнике, возникающий под действием поля, называется током проводимости. Можно, однако, осуществить ток, увлекая электрические заряды вместе со средой, приведенной в движение, например, перемещая заряженные твердые или жидкие тела. При этом безразлично, будут ли это проводники или изоляторы. Электрические токи, осуществленные таким образом, называются конвекционными.

§ 42. Величина тока. Единица силы тока

Электрический ток может вызываться как движением положительных, так и движением отрицательных зарядов. Так, если через сечение S (рис. 4.1) протекает Q_1 единиц положительного электричества слева направо и, кроме того, в то же время Q_2 единиц отрицательного электричества справа налево, то это в электрическом отношении вполне равносильно тому, как если бы только $Q_1+Q_2=Q$ единиц положительного электричества передвинулось справо налево. По исторически сложившейся традиции за направление тока принято считать направление движения положительных зарядов. Следовательно, если ток есть перемещение только электронов (как, например, в металлах), то его направление противоположно направлению движения электронов.

UNREGISTERED COPY OF SCANPAYROS

Электрический ток измеряется величиной тока или силой тока. *Сила тока численно равна заряду, проходящему через данное поперечное сечение проводника за единицу времени.* Если за бесконечно малый промежуток времени dt через поперечное сечение проводника проходит заряд dQ, то сила тока будет:

$$i = \frac{dQ}{dt}. \qquad (42,1)$$

Так определяется мгновенное значение тока.

При постоянном токе его величина определяется отношением:

$$i = \frac{Q}{t}, \qquad (42,2)$$

где Q — количество электричества, прошедшее через поперечное сечение проводника за время t.

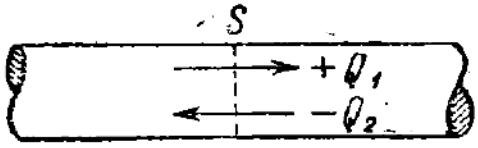


Рис. 4.1. К определению направления тока.

За единицу измерения силы тока принят ампер (a). При токе в 1 a через сечение проводника протекает заряд 1 $к$ за 1 *сек*.

Очевидно, что 1 $a = 1$ *к/сек* $= 3 \cdot 10^9$ СГСЭ ед. тока.

Электрический ток количественно характеризуется еще плотностью тока. *Плотность тока определяется током, приходящимся на единицу сечения проводника.* При равномерном распределении тока по поперечному сечению проводника S плотность тока j равна:

$$j = \frac{i}{S}. \tag{42,3}$$

Уравнение (42,3) определяет модуль вектора плотности тока $\vec{j}$. За направление этого вектора в каждой точке проводника принимается направление движения положительных зарядов в этой точке.

При неравномерном распределении тока по сечению провода уравнение (42,3) определяет среднюю плотность тока. Истинное же значение плотности тока равно

UNREGISTERED COPY OF SCANPAPYRUS

$$j = \frac{di}{dS_n}, \tag{42,4}$$

где di — ток через элементарную площадку dS_n, поставленную перпендикулярно направлению тока.

В этом разделе рассматривается постоянный ток, т. е. *такой ток, величина и направление которого со временем не меняются.* При наличии постоянного тока величина его через любое сечение неразветвленного проводника одна и та же, т. е. через любое сечение в единицу времени будет протекать одно и то же количество электричества. Это объясняется законом сохранения электрических зарядов. Электрический заряд не пропадает и не возникает, а лишь перемещается в проводнике, и если бы через одно из сечений, ограничивающих некоторый участок, прибывало количество электричества большее или меньшее, чем через другое сечение удаляется, то происходило бы накопление или убыль заряда на этом участке, что вызвало бы изменение потенциалов различных точек проводника, а вместе с тем и величины тока. Из закона сохранения заряда также следует, что постоянный ток может идти только по проводникам, образующим замкнутые цепи.

При наличии тока электрическое поле внутри проводников не равно нулю (именно потому в них и перемещаются заряды). В этом случае линии напряженности не перпендикулярны к

поверхностям проводников, а поверхности проводников уже не являются эквипотенциальными поверхностями.

Многие характеристики постоянного тока сохраняются и для так называемых квазистационарных токов. Квазистационарные токи — это достаточно медленно меняющиеся токи в цепях ограниченной протяженности (см. подробнее гл. XIII). Величина таких токов в каждый момент времени также одинакова во всех сечениях неразветвленной проводящей цепи. Промышленные токи с частотой в 50 *гц* в линиях передачи несколько сот километров достаточно точно являются квазистационарными. Многие законы, установленные для постоянных токов, легко могут быть обобщены на случай квазистационарных токов.

§ 43. Напряжение и электрическое поле на участке цепи

Выделим однородный участок цепи тока, на котором нет разветвлений (рис. 4.2). Этот участок ограничен сечениями *1* и *2*. В сечении *1* — потенциал U_1, в сечении *2* — U_2, при этом напряжение на участке цепи равно $U = U_1 - U_2$. Ток направлен в сторону уменьшения потенциала (по движению положительных зарядов). Если через какое-то время через сечение *1* пройдет заряд Q, то при постоянном и квазистационарном токах через сечение *2* пройдет такой же заряд Q. Работа перемещения заряда электрическими силами (работа тока) на выделенном участке определяется общей формулой (§ 8):

UNREGISTERED COPY OF SCANPAPER.RU

$$A = Q(U_1 - U_2) = QU. \qquad (43,1)$$

Легко заметить, что заряд Q равен заряду, проходящему через любое сечение неразветвленной части цепи (например, через сечение *3*, рис. 4.2).

Напряжение на участке цепи равно:

$$U = \frac{A}{Q}.$$

На основании изложенного можно определить, что *напряжение на участке цепи измеряется работой тока на данном участке при перемещении единицы заряда через сечение проводника.* Это определение в отличие от общего определения напряжения, данного в электростатике, отражает своеобразие тока в проводниках.

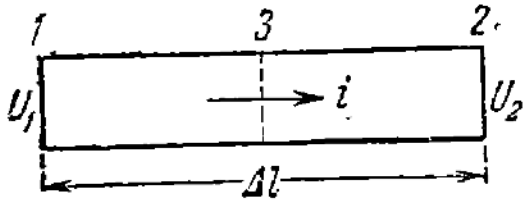


Рис. 4.2. К определению напряжения участка цепи.

В практической системе единиц напряжение измеряется в вольтах. Напряжение на данном участке равно одному вольту,

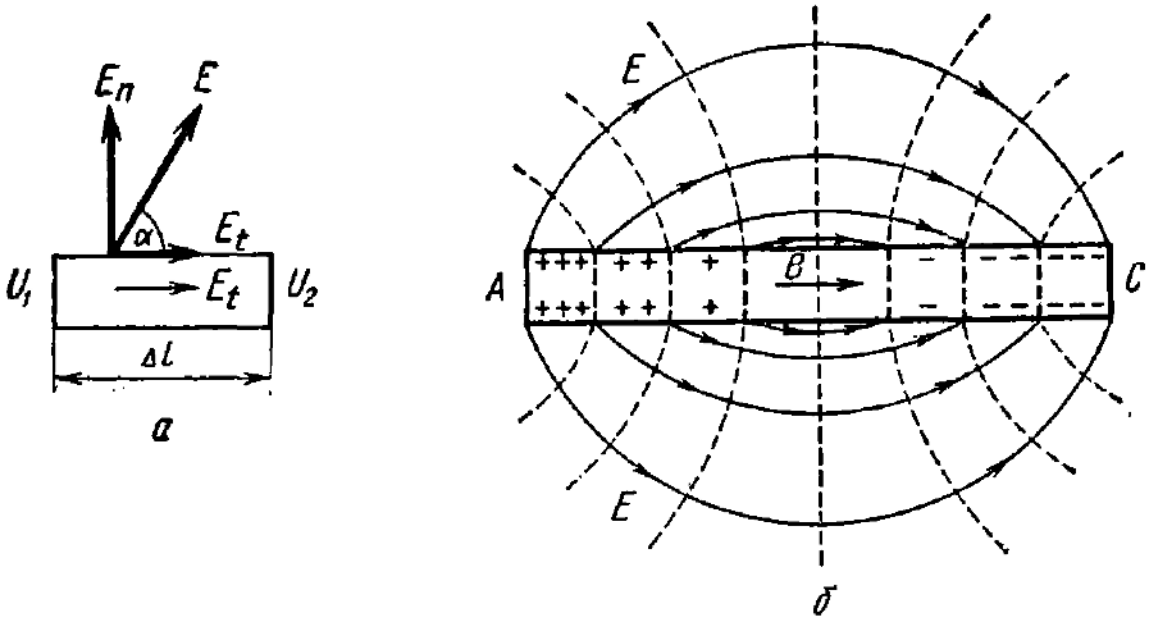


Рис. 4.3. Поле проводника с током.

если при прохождении через сечение проводника 1 *к* электричества работа тока на этом участке равна 1 *дж*:

$$1\ в = 1\,\frac{дж}{к} = \frac{1}{300}\,\text{СГСЭ ед. напряжения.}$$

Для измерения напряжений принципиально возможно использование электрометров (вольтметров), которые рассматривались в электростатике (§ 30). Но для нужд практики оказались более удобными другие вольтметры, устройство которых рассматривается позднее.

UNREGISTERED COPY OF SCANPAPYRUS

Падение потенциала вдоль проводника с током означает, что внутри провода имеется электрическое поле. Это поле создается поверхностными зарядами, которые при наличии тока распределяются на проводнике иначе, нежели в состоянии равновесия. Напряженность поля внутри проводника определяется градиентом потенциала:

$$E_t = \frac{U_1 - U_2}{\Delta l} = -\frac{\Delta U}{\Delta l}, \quad E_t = -\frac{dU}{dl}. \tag{43,2}$$

В однородном проводнике с одинаковым сечением эта величина всюду одна и та же. Напряженность поля вблизи проводника уже не перпендикулярна к его поверхности (рис. 4.3, *а*). Вектор E наклонен в направлении тока на некоторый угол α, при этом

$$\operatorname{tg}\alpha = \frac{E_n}{E_t}, \tag{43,3}$$

где E_n — нормальная составляющая напряженности, направленная от провода, если потенциал положителен. В соответствии с теоремой Остроградского — Гаусса (§ 18) $E_n = \frac{\sigma}{\varepsilon_0}$.

На рисунке 4.3, *б* показано электрическое поле около проводника с током. Линии напряженности — сплошные линии, эквипотенциальные линии — пунктирные. Так как провод однороден, то эквипотенциальные поверхности пересекают его через равные промежутки. Линии напряженности внутри провода (не показанные на рисунке) идут вдоль провода. Вне провода линии напряженности начинаются под углом к проводу, при этом нормальная составляющая напряженности вблизи *A* направлена от провода. Эта составляющая постепенно уменьшается при перемещении от *A* к *B*. В точке *B* она проходит через нуль и, переменив знак, снова растет при приближении к *C* (здесь она направлена к проводу). Соответственно этому меняется плотность зарядов по величине и по знаку при перемещении от точки *A* к точке *C*. Картину электрического поля легко воспроизвести на опыте методом, описанным в § 6.

§ 44. Действия электрического тока

Направленное движение зарядов в проводнике непосредственно не поддается наблюдению. Однако электрический ток вызывает различные явления, которые не имеют места при покоящихся зарядах. По этим сопутствующим явлениям или действиям тока можно обнаружить наличие тока, а по интенсивности их проявления можно судить о величине тока. Рассмотрим наиболее важные действия тока.

UNREGISTERED COPY OF SCANAPPUS

В 1820 г. Х. Эрстед открыл магнитное действие тока: вокруг проводника с током проявляются силы, действующие на магнитную стрелку. Позднейшие исследования показали, что любое направленное движение зарядов в любой среде сопровождается магнитным действием. Магнитное действие тока — неотъемлемый признак тока, поэтому это действие является наиболее характерным его свойством. По этому поводу еще Фарадей писал: «Нет действия, более характерного для электрического тока». Действие электрического тока на магнитную стрелку не зависит от вещества проводника, по которому идет ток, что легко показать на опыте (рис. 4.4).

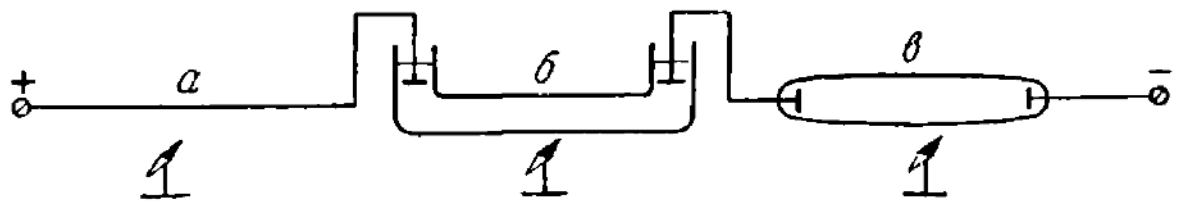


Рис. 4.4. Магнитное действие тока не зависит от свойств проводника. Один и тот же ток, проходя через твердый проводник *а*, жидкий *б* и газообразный (трубка с разреженным газом) *в*, вызывает одинаковое отклонение магнитных стрелок от тех положений, которые они занимают в отсутствие тока.

Электрический ток также обнаруживается по его тепловым действиям. Электрический ток вызывает нагревание проводников, по которым он проходит. При этом нагревание проводников зависит как от вещества, так и от их размеров. Например, нить лампочки и подводящие к ней ток провода нагреваются по-разному при одном и том же токе.

Электрический ток может вызывать также химические действия. Опыт показывает, что химические действия тока наблюдаются не во всех проводниках. Электрический ток в металлах не вызывает каких-либо химических изменений. Наоборот, в водных растворах неорганических кислот, солей и щелочей прохождение тока сопровождается химическими явлениями (выделением составных частей растворенного вещества).

Принято делить все проводники на две группы: проводники первого класса, в которых электрический ток не вызывает химических действий, к ним относятся все металлы, а также полупроводники и проводники второго класса, в которых электрический ток сопровождается химическими явлениями. Проводники второго класса называются еще электролитами. Носителями свободных зарядов в электролите являются заряженные атомы и группы атомов (ионы). Явление выделения веществ из электролита под воздействием тока называется электролизом.

Более подробно действия тока изучаются позднее.

UNREGISTERED COPY OF SCANPAPYRUS

§ 45. Измерение силы тока

Для обнаружения и измерения тока можно использовать химическое, тепловое и магнитное проявление тока. Приборы, служащие для обнаружения и измерения тока, называются гальванометрами.

Если измерение тока основано на его тепловом действии, то основной частью гальванометра является тонкая проволока, закрепленная на концах, через которую пропускают измеряемый ток. Под действием тока проволока нагревается и по ее удлинению судят о величине тока.

О величине тока можно также судить по массе вещества, выделяющегося при электролизе (за единицу времени).

Магнитное действие тока обнаружено не только по влиянию на магнитную стрелку. Одно из проявлений магнитного действия тока заключается во взаимодействии двух катушек с током, что используется для устройства измерительных приборов электродинамической системы.

Из определения силы тока как физической величины (42,2) видно, что естественнее было бы принять за основную единицу электрических измерений некоторый заряд, однако в настоящее

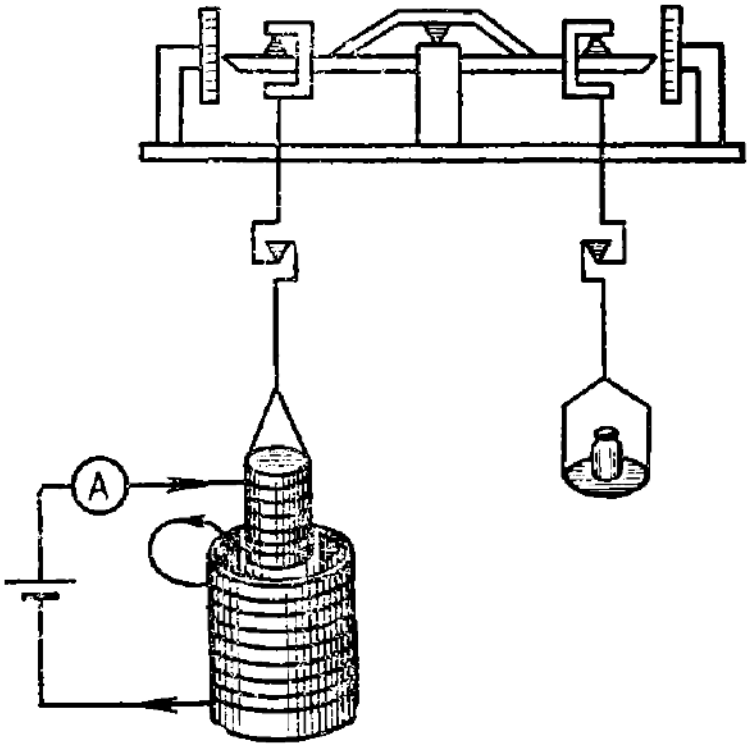


Рис. 4.5. Схема устройства токовых весов.

время техника измерений не позволяет осуществить с достаточной точностью эталон электрического заряда. Поэтому в качестве четвертой единицы системы СИ взята не единица заряда, а единица силы тока — ампер.

С наибольшей точностью ампер определяется по взаимодействию двух катушек с током. Эталонным прибором для воспроизведения единицы силы тока служат токовые весы (рис. 4.5), с помощью которых измерение величины токов сводится к измерению силы взаимодействия катушек с током.

Весы, применяемые для такого прибора, по конструкции аналогичны аналитическим весам, но изготовлены из немагнитных материалов. В токовых весах проводники выполнены в виде двух коаксиально расположенных соленоидов. Наружный соленоид неподвижен, внутренний — подвижный (он подвешен к левому плечу коромысла весов). Соленоиды соединены последовательно. При пропускании тока подвижная катушка втягивается и для компенсации силы взаимодействия токов на правую чашку весов следует положить груз. Сила взаимодействия катушек пропорциональна квадрату тока; при уравновешивании этой силы весом груза справедливо

$$mg = \varkappa i^2, \tag{45,1}$$

где m — масса груза, $\varkappa$ — коэффициент пропорциональности, величина которого рассчитывается, исходя из общих законов электродинамики и особенностей взаимодействия катушек.

Таким образом,

$$i = \sqrt{\frac{mg}{\varkappa}}. \tag{45,2}$$

Погрешность воспроизведения значения ампера на токовых весах не превышает $(1—2)\,10^{-5}$. С помощью такого прибора можно проградуировать гальванометр любой конструкции.

Если шкала прибора проградуирована в амперах, то он называется амперметром. На практике употребляются миллиамперметры и микроамперметры, проградуированные соответственно в миллиамперах и микроамперах.

При измерении тока амперметр нужно включить таким образом, чтобы через него прошел полный ток цепи, т. е. последовательно. В цепи без разветвлений безразлично, в каком месте включен амперметр, так как в данной цепи величина тока всюду будет одинаковой.

§ 46. Измерение величины заряда

Величину электрического заряда, протекшего через сечение проводника при постоянном токе за время t, легко определить, измерив величину тока амперметром:

$$Q = it. \qquad (46,1)$$

Электрический заряд конденсатора можно определить по известной емкости и напряжению на конденсаторе:

$$Q = CU.$$

Измерение заряда можно провести также с помощью баллистического гальванометра.

Баллистическим гальванометром служит зеркальный магнитоэлектрический гальванометр, в котором используется одно из проявлений магнитного действия тока. Оказывается, не только ток действует на магнитные тела, но и намагниченные тела возбуждают силы, действующие на токи. На обратном воздействии магнитов на токи основано устройство магнитоэлектрических приборов.

UNREGISTERED COPY OF SCANPAPYRUS

На рисунке 4.6 показано устройство одного из таких приборов. Он имеет легкую рамку C, обмотка которой состоит из небольшого числа витков тонкой изолированной проволоки. Рамка подвешивается на тонких металлических лентах HH из упругого металла (фосфористая бронза) между полюсами постоянного магнита. Концы обмотки рамки через подвес подведены к зажимам прибора для включения в электрическую цепь. Для того чтобы создать однородное магнитное поле, внутрь рамки помещают железный цилиндр B.

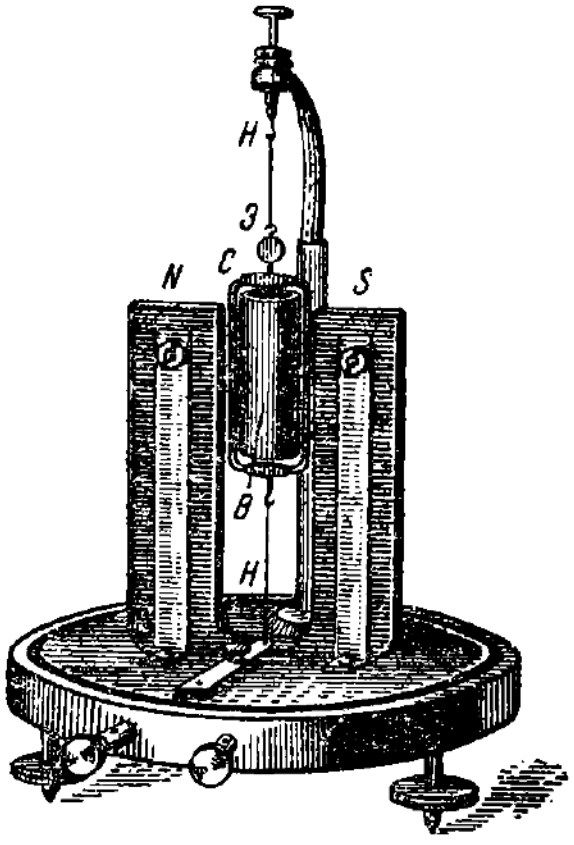


Рис. 4.6. Магнитоэлектрический гальванометр.

При протекании тока рамка поворачивается на некоторый угол, определяемый при помощи зеркальца *3*, которое крепится к подвесу. Рамка такого прибора имеет период собственных колебаний (см. механику), равный

$$T = 2\pi \sqrt{\frac{I}{D}},$$

где I — момент инерции рамки, D — величина, характеризующая упругие свойства пружины и равная противодействующему моменту при единичном угле ее закручивания.

Баллистические гальванометры обычно делаются с достаточно большим периодом колебания рамки (порядка 10—20 *сек*), что достигается выбором момента инерции подвижной части и постоянной D подвеса. При баллистических измерениях время протекания тока должно быть намного меньше периода колебания рамки прибора, а именно не больше одной десятой этого периода:

$$t \ll T. \qquad (46,2)$$

Как показывается позднее (§ 108), на рамку с током, помещенную между полюсами магнита, действует момент силы M, пропорциональный величине тока:

$$M = ki, \qquad (46,3)$$

где k — динамическая постоянная прибора, зависящая от его устройства. Пусть в гальванометре возник кратковременный импульс тока, при этом время существования импульса t удовлетворяет неравенству (46,2). Если это имеет место, то за это время рамка не успеет заметно сместиться и действие магнита на рамку с током будет подобно механическому удару.

UNREGISTERED COPY OF SCANNAPTROS

За время прохождения тока на рамку подействует импульс момента силы, равный, согласно (46,3):

$$\int_0^t M dt = k \int_0^t i dt = kQ,$$

где Q — заряд, прошедший через прибор, и рамка приобретает момент количества движения

$$I\omega = kQ$$

и кинетическую энергию

$$W_к = \frac{1}{2} I\omega^2,$$

где ω — угловая скорость рамки. Далее, рамка начнет поворачиваться, и ее кинетическая энергия превращаться в потенциальную энергию закрученного подвеса. При максимальном угловом отбросе рамки $\varphi_{макс}$ имеем:

$$\frac{1}{2} I\omega^2 = \frac{1}{2} D\varphi_{макс}.$$

После преобразований приведенных уравнений получим:

$$Q = \frac{I\omega}{k} = \frac{1}{k}\sqrt{DI}\,\varphi_{\text{макс}} = b\varphi_{\text{макс}}, \qquad (46,4)$$

где $b = \frac{\sqrt{DI}}{k}$ — постоянная данного прибора, называемая баллистической постоянной.

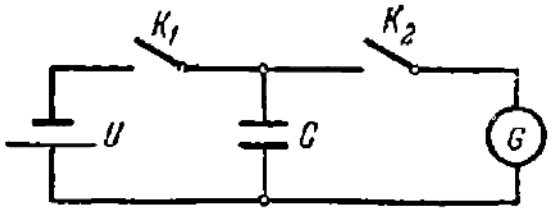


Рис. 4.7. Схема опыта по определению постоянной баллистического гальванометра.

Таким образом, количество прошедшего через гальванометр электричества прямо пропорционально величине первого максимального углового отброса гальванометра.

Теория баллистического гальванометра с учетом трения сложна, поэтому величину баллистической постоянной b определяют не расчетом, а из опыта.

Для определения постоянной b в цепь гальванометра включают конденсатор известной емкости C (рис. 4.7). Замыкая ключ K_1, заряжают конденсатор до разности потенциалов U от источника известного напряжения.

Размыкая ключ K_1 и замыкая ключ K_2, разряжают конденсатор через гальванометр. Заряд, протекший через гальванометр, определяется формулой (46,1). Измеряя при этом отброс гальванометра $\varphi_{\text{макс}}$, можно по формуле (46,4) найти величину b.

UNREGISTERED COPY OF SCANPAPYRUS

§ 47. Закон Ома для участка цепи

На рисунке 4.8 представлена замкнутая цепь, состоящая из батареи последовательно соединенных гальванических элементов и проводника BC. Параллельно проводнику подключен электростатический вольтметр для измерения напряжения на его концах. Амперметром, включенным последовательно, измеряется ток в цепи, а стало быть и в проводнике BC. Если изменять число элементов батареи, то будет меняться напряжение на концах исследуемого проводника и величина тока в нем.

На основании многочисленных опытов Ом в 1827 г. установил, что *при постоянной температуре отношение напряжения на концах проводника к току в нем является постоянной величиной:*

$$\frac{U}{i} = R, \qquad (47,1)$$

где $U = U_1 - U_2$.

Величину R, характеризующую данный проводник, Ом назвал сопротивлением

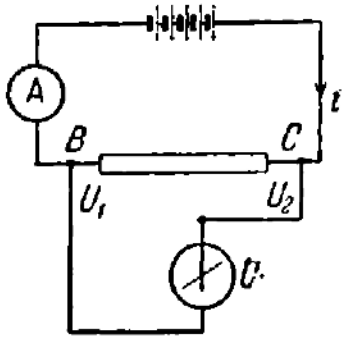


Рис. 4.8. Схема опыта для исследования зависимости тока от напряжения на участке цепи.

проводника. Величина сопротивления проводника зависит от его размеров и формы, природы вещества проводника и от температуры.

Из уравнения (47,1) далее получаем:

$$U = iR, \tag{47,2}$$

$$i = \frac{U}{R}. \tag{47,3}$$

Последнее уравнение является выражением закона Ома. Уравнение (47,3) показывает, что *ток пропорционален напряжению на концах проводника и обратно пропорционален сопротивлению проводника.*

Величина, обратная сопротивлению проводника, называется проводимостью:

$$G = \frac{1}{R}. \tag{47,4}$$

Уравнение (47,1) позволяет установить единицу измерения сопротивления. Единица сопротивления есть сопротивление проводника, в котором при напряжении в 1 *в* возникает ток в 1 *а*. Эта единица называется омом. Единица проводимости есть обратный ом. Проводимостью в 1 обратный ом обладает проводник с сопротивлением в 1 *ом*.

Эта единица называется сименс (*сим*).

Единица сопротивления в системе СГСЭ есть сопротивление проводника, в котором возникает ток, равный 1 СГСЭ ед. тока = $\frac{1}{3 \cdot 10^9}$ *а*, когда напряжение на его концах равно 1 СГСЭ ед. напряжения = 300 *в*.

Из вышеизложенного следует, что

$$1\ ом = \frac{1\ в}{1\ а} = \frac{\frac{1}{300}\ \text{СГСЭ ед. сопротивления}}{3 \cdot 10^9\ \text{СГСЭ ед. тока}} =$$

$$= \frac{1}{9 \cdot 10^{11}}\ \text{СГСЭ ед. сопр.}$$

Для каждого проводника существует однозначная зависимость между напряжением и током в нем: $i = f(U)$. Эта зависимость называется вольт-амперной характеристикой данного проводника. Закон Ома выражает линейную зависимость тока от напряжения на концах проводника.

Для металлов и жидких электролитов закон Ома подтверждается в широких пределах.

На применении закона Ома основано измерение напряжений при помощи токопроводящих вольтметров. Такой вольтметр представляет собой гальванометр с большим собственным сопротив-

лением. Если на прибор подать напряжение U, то через него пойдет ток, равный

$$i = \frac{U}{r},$$

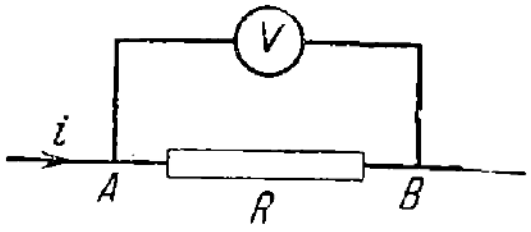


Рис. 4.9. Схема подключения вольтметра.

где r — сопротивление прибора. Поэтому, зная ток гальванометра и его сопротивление, можно определить подаваемое напряжение. Величины напряжений, определенных таким способом, наносят на шкалу и тем самым градуируют гальванометр для измерения напряжений. На рисунке 4.9 показана схема подключения вольтметра для измерения напряжений на участке цепи. Чтобы подключение вольтметра существенно не изменяло тока в цепи, сопротивление вольтметра r должно быть велико по сравнению с сопротивлением R участка цепи, к которому вольтметр подсоединяется. Обычно в качестве вольтметров используются чувствительные гальванометры, соединенные последовательно с добавочным большим сопротивлением (§ 51).

§ 48. Сопротивление проводников

Исследуя проводники различных размеров и из различных материалов, Ом установил, что для однородных цилиндрических и призматических проводников (проволок, лент и т. п.) сопротивление пропорционально их длине l и обратно пропорционально сечению S:

$$R = \rho \cdot \frac{l}{S}, \qquad (48,1)$$

где ρ — коэффициент пропорциональности, называемый удельным сопротивлением вещества, из которого сделан проводник. Из уравнения (48,1) видно, что удельное сопротивление есть сопротивление куба вещества со сторонами, равными 1 *м*, если ток в нем идет параллельно одному из ребер. Величина

$$\gamma = \frac{1}{\rho},$$

обратная удельному сопротивлению, называется удельной проводимостью вещества. Единица удельного сопротивления есть *ом · м*.

Однако очень часто в электротехнике длину проводов измеряют в метрах, а площадь поперечного сечения в квадратных миллиметрах. Значение удельного сопротивления в этом случае будет в 10^6 раз больше

$$\rho\left(\frac{ом \cdot мм^2}{м}\right) = 10^6 \rho \ (ом \cdot м).$$

Удельное сопротивление веществ в сильной степени зависит от примесей. На сопротивление металлов влияет и их обработка. Обычно ковка, прокатка, протягивание и закалка повышают, а отжиг понижает сопротивление.

В таблице 1 приведены удельные сопротивления некоторых веществ (при 0° С).

Таблица 1

Вещество	Удельное сопротивление, *ом·м*	Вещество	Удельное сопротивление, *ом·м*
Серебро	$1{,}6 \cdot 10^{-8}$	Никелин (сплав Cu, Zn, Ni)	$40 \cdot 10^{-8}$
Медь	$1{,}55 \cdot 10^{-8}$	Константан (сплав Cu, Ni, Mn)	$50 \cdot 10^{-8}$
Медь (техническая)	$1{,}7 \cdot 10^{-8}$	10-процентный водный раствор NaCl	$8{,}3 \cdot 10^{-2}$
Железо	$9{,}6 \cdot 10^{-8}$	Нихром (сплав Ni, Cr, Fe, Mn)	10^{-6}
» (техническое)	$12 \cdot 10^{-8}$		
Свинец	$20 \cdot 10^{-8}$		
Ртуть	$94{,}1 \cdot 10^{-8}$		

§ 49. Зависимость сопротивления от температуры

UNREGISTERED COPY OF SCANPAPYRUS

Удельное сопротивление данного вещества зависит от его состояния, в частности от температуры.

Опыт показывает, что сопротивление металлов при повышении температуры увеличивается. Намотаем в виде спирали железную проволоку диаметром 0,2—0,5 *мм*, длиной около 0,5 *м* и включим ее в цепь, содержащую источник тока (аккумулятор) и гальванометр. Схема опыта показана на рисунке 4.10. При нагревании проволоки показания гальванометра уменьшаются, что объясняется увеличением сопротивления проволоки при повышении ее температуры.

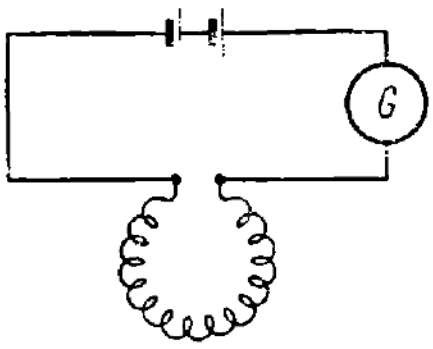


Рис. 4.10. Схема опыта по наблюдению зависимости сопротивления от температуры.

Зависимость удельного сопротивления от температуры характеризуется температурным коэффициентом сопротивления данного вещества:

$$\alpha = \frac{1}{\rho} \cdot \frac{d\rho}{dt}. \qquad (49{,}1)$$

Температурный коэффициент сопротивления при различных температурах различен. Однако для многих проводников,

к которым относятся все металлы, изменение α с температурой незначительно. В этом случае для небольшого интервала температур изменение сопротивления описывается линейным законом

$$\rho = \rho_0 (1 + \alpha t), \qquad (49,2)$$

где ρ_0 — удельное сопротивление при 0° С, ρ — его значение при t° С. В последней формуле α есть средний температурный коэффициент сопротивления, найденный для определенного интервала температур, в котором можно применять формулу (49,2).

Для всех чистых металлов температурный коэффициент сопротивления близок к $\frac{1}{273} \approx 0{,}004$, т. е. к величине температурного коэффициента расширения газов. Некоторые сплавы имеют весьма малое α, примером чего служит константан (для константана $\alpha \approx 0{,}1 \cdot 10^{-4}$). Проволоки из таких сплавов используются для изготовления эталонов сопротивления.

У всех электролитов в отличие от металлов сопротивление при нагревании всегда уменьшается. Сопротивление графита с повышением температуры также уменьшается. Для веществ, сопротивление которых уменьшается с повышением температуры, температурный коэффициент сопротивления отрицателен.

Зависимость сопротивления металлов от температуры используют в различных измерительных приборах и автоматических устройствах. Наиболее важным из них является термометр сопротивления. В простейшем виде это намотанная на слюдяную пластинку тонкая проволока, сопротивление которой при различных температурах хорошо известно. Термометр сопротивления приводят в контакт с телом, температуру которого желают измерить, а концы обмотки включают в цепь. Измеряя сопротивление обмотки, можно определить неизвестную температуру.

При очень низких температурах порядка 1—8° К сопротивление некоторых веществ резко падает в миллиарды раз и практически становится равным нулю. Это явление, впервые открытое голландским физиком Г. Камерлинг-Оннесом в 1911 г., называется сверхпроводимостью. В настоящее время сверхпроводимость установлена у целого ряда чистых элементов (свинца, олова, цинка, ртути, алюминия и др.), а также у большого числа сплавов этих элементов друг с другом и с другими элементами. На рисунке 4.11 схематически показана зависимость сопротивления сверхпроводников от температуры. Подробнее сверхпроводимость рассматривается в § 170

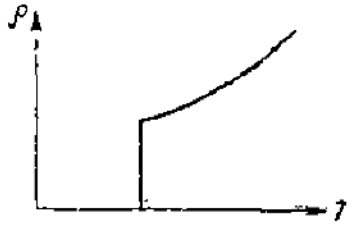


Рис. 4.11. Скачкообразное падение сопротивления вещества при переходе в сверхпроводящее состояние.

§ 50. Последовательное и параллельное соединение проводников

Пусть два проводника с сопротивлениями R_1 и R_2 соединены последовательно и включены в цепь (рис. 4.12). Величина тока в обоих проводниках одинакова. Однако напряжения на концах каждого из проводников будут различны. На основании закона Ома имеем: $U_1 - U_2 = iR_1$ и $U_2 - U_3 = iR_2$, поэтому

$$\frac{U_1 - U_2}{U_2 - U_3} = \frac{R_1}{R_2}. \qquad (50,1)$$

Таким образом, *при последовательном соединении сопротивлений напряжение на каждом из проводников пропорционально его сопротивлению.* Этот вывод справедлив и для произвольного числа проводников, соединенных последовательно.

В приведенном примере общее напряжение на двух последовательно соединенных проводниках будет равно

$$U_1 - U_3 = (U_1 - U_2) + (U_2 - U_3),$$

а для n проводников, соединенных последовательно, общее напряжение U равно

$$U = i(R_1 + R_2 + \ldots + R_n).$$

UNREGISTERED COPY OF SCANPAPYRUS

Отсюда следует, что *при последовательном соединении проводников их сопротивления складываются:*

$$R = R_1 + R_2 + \ldots R_n. \qquad (50,2)$$

Распределение напряжения в последовательно соединенных участках цепи называется часто падением напряжения. Напряжение источника распределяется между всеми элементами цепи, при этом падение напряжения будет иметь место как на потребителях энергии, так и на подводящих проводах, что следует учитывать при расчетах электрических цепей.

Падение напряжения на подводящих проводах называют еще потерей напряжения. Понятно, что, чем больше ток в проводах, тем больше потеря напряжения в них.

Распределение напряжения по последовательно соединенным элементам цепи используется для деления напряжения. На рисунке 4.13 показана схема деления напряжения с помощью трехконтактного реостата. Если U_0 есть напряжение между концами реостата A и B, то напряжение U между точками C и D (разомкнутыми) равно:

$$U = U_0 \cdot \frac{R_1}{R},$$

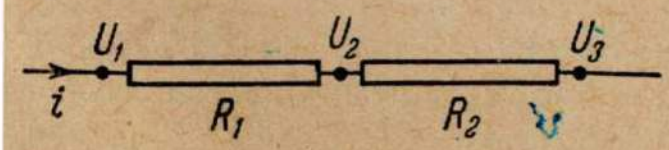


Рис. 4.12. Последовательное соединение проводников.

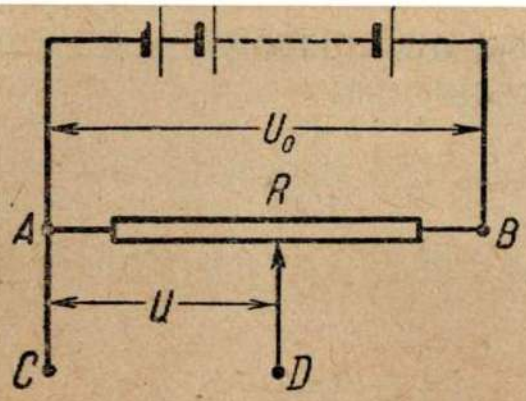


Рис. 4.13. Делитель напряжения (потенциометр).

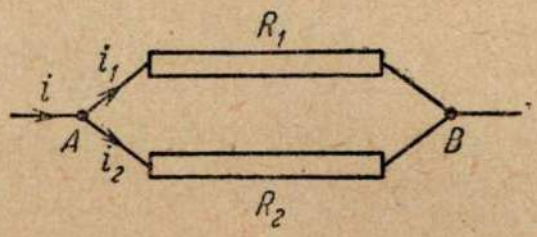


Рис. 4.14. Параллельное соединение проводников.

где R — полное сопротивление реостата, а R_1 — сопротивление его части между зажимом A и скользящим контактом. Двигая скользящий контакт (меняя сопротивление R_1), можно подобрать нужное напряжение в пределах от 0 до U и подать его на тот или иной потребитель. Приборы такого рода называют делителями напряжения или потенциометрами.

Рассмотрим теперь параллельное соединение двух проводников (рис. 4.14). Признаком параллельного соединения является разветвление тока. В данном примере электрический ток i, входя в группу проводников R_1 и R_2, разветвляется на два тока i_1 и i_2. Из закона сохранения зарядов следует, что ток i равен сумме токов i_1 и i_2 (подробнее см. § 57):

UNREGISTERED COPY OF SCANPAPYRUS

$$i = i_1 + i_2. \tag{50,3}$$

Напряжение на проводниках одинаково, поэтому можно записать:

$$U = i_1 R_1 = i_2 R_2,$$

откуда следует, что

$$\frac{i_1}{i_2} = \frac{R_2}{R_1}. \tag{50,4}$$

При параллельном соединении проводников токи в отдельных проводниках обратно пропорциональны их сопротивлениям.

Для определения полного сопротивления участка AB воспользуемся (50,3):

$$i = i_1 + i_2 = \frac{U}{R_1} + \frac{U}{R_2} = U\left(\frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2}\right),$$

или

$$i = \frac{U}{R},$$

где R — общее сопротивление разветвления.

Таким образом,

$$\frac{1}{R} = \frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2}.$$

Если параллельно соединены не два, а n проводников, то подобным образом можно получить соотношение:

$$\frac{1}{R} = \frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2} + \ldots + \frac{1}{R_n}. \qquad (50,5)$$

Общая проводимость разветвления равна сумме проводимостей каждой из ветвей.

§ 51. Дополнительные сопротивления и шунты измерительных приборов

Важным примером применения последовательного и параллельного соединения проводников является устройство различных измерительных приборов.

Каждый гальванометр рассчитан на измерение тока не выше предельного значения, указанного на шкале прибора. Для расширения предела измерения к зажимам гальванометра присоединяют параллельно проводник с малым сопротивлением (рис. 4.15), называемый шунтом. Обозначим сопротивление гальванометра через R, а сопротивление шунта — через r и пусть R в n раз больше, чем r, т. е. $\frac{R}{r} = n$. Токи в цепи, в гальванометре и в шунте пусть будут равны i, i_g и i_r. Тогда, согласно (50,4):

UNREGISTERED COPY OF SCANPAYROS

$$\frac{i_r}{i_g} = \frac{R}{r} = n, \quad \text{или} \quad i_r = i_g n.$$

Полный ток в цепи равен:

$$i = i_g + i_r = i_g + i_g n = i_g\,(n+1)$$

или

$$\frac{i_g}{i} = \frac{1}{n+1}. \qquad (51,1)$$

Таким образом, ток в гальванометре в $(n+1)$ раз меньше, нежели ток в главной цепи. Тем самым благодаря шунту с помощью прибора можно измерять токи в $(n+1)$ раз большие, чем те, на которые он рассчитан, при этом цена деления прибора увеличивается в $(n+1)$ раз.

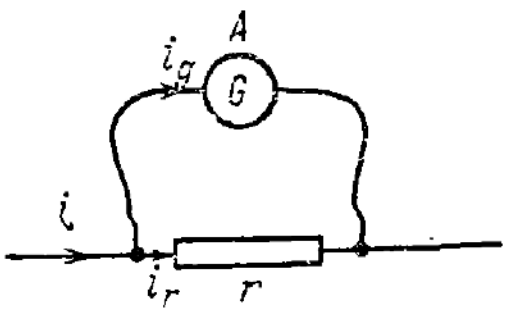


Рис. 4.15. Шунтирование гальванометра.

Для использования гальванометра для измерений напряжения к нему последовательно присоединяют добавочное сопротивление (рис. 4.16). Обозначим сопротивление гальванометра через R, а дополнительное сопротивление — через r, и пусть r

в n раз больше R, т. е. $\frac{r}{R} = n$. Тогда общее напряжение на добавочном сопротивлении и сопротивлении гальванометра (при токе i) равно:

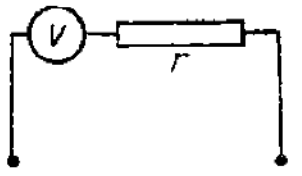


Рис. 4.16. Добавочное сопротивление к гальванометру.

$$U = iR + ir = iR + nRi = iR(n + 1).$$

Величина

$$iR = U_g$$

есть напряжение на гальванометре. Стало быть, можно записать:

$$\frac{U_g}{U} = \frac{1}{n + 1}. \qquad (51,2)$$

Таким образом, напряжение на гальванометре будет в $(n+1)$ раз меньше общего измеряемого напряжения. Тем самым, благодаря дополнительному сопротивлению, с помощью гальванометра можно измерять напряжения в $(n+1)$ раз большие, чем те, на которые он рассчитан, при этом цена деления прибора увеличивается в $(n+1)$ раз.

§ 52. Работа и мощность постоянного тока. Закон Джоуля — Ленца

UNREGISTERED COPY OF SCANPAPYRUS

Пусть на участке цепи при напряжении U идет ток. По определению электрического напряжения (§ 43) работа тока на участке цепи, совершаемая при перемещении единицы заряда через сечение проводника, равна напряжению на этом участке цепи. Если ток в участке цепи равен i, то за время dt пройдет заряд idt и поэтому работа электрического тока на этом участке будет

$$dA = Uidt. \qquad (52,1)$$

При постоянном токе работа за время t секунд равна

$$A = Uit. \qquad (52,2)$$

Это выражение справедливо для постоянного тока в общем случае для какого угодно участка цепи. При этом работа тока определяет величину энергии источника тока, переходящей в другие виды энергии.

Из (52,1) следует, что мощность тока равна:

$$N = \frac{dA}{dt} = Ui. \qquad (52,3)$$

Формула (52,3) справедлива как для переменного, так и для постоянного токов, причем для переменного тока этим выражением определяется мгновенное значение мощности.

При измерении тока в амперах, напряжения — в вольтах, а времени — в секундах работа будет измеряться в джоулях, а мощность — в ваттах (*вт*).

Если в участке цепи находится электромотор, то работа тока связана также с превращением энергии источника тока в механическую. При наличии в цепи проводников второго класса (элекролитов) происходят химические изменения, поэтому при работе тока в этом случае наблюдается переход электрической энергии во внутреннюю. При прохождении же тока по неподвижному металлическому проводнику (проводнику первого класса) единственным результатом превращений будет выделение тепла. В данном случае, применяя закон Ома, формулу (52,2) можно записать так:

$$A = Q = i^2Rt. \qquad (52,4)$$

Формула (52,4) определяет работу тока в проводнике, которая численно равна выделившемуся количеству теплоты.

Если сопротивление и ток измерять в системе СИ, а количество теплоты в калориях, то, используя соотношение $1 дж = 0{,}24\ кал$, можно записать:

$$Q = 0{,}24i^2Rt. \qquad (52,5)$$

Формула (52,2) справедлива в общем случае для расчета расхода электрической энергии на нагревание и других превращений электрической энергии на данном участке цепи. Например, если на электромотор подается напряжение, то общий расход энергии будет определяться формулой (52,2), расход же энергии на нагревание определяется выражением (52,4). Поэтому механическая работа электромотора равна:

$$A_м = Uit - i^2Rt.$$

Аналогично описываются химические превращения при прохождении тока через электролит.

Выделение количества теплоты при прохождении тока по однородному проводнику объясняется тем, что в веществе электрические заряды движутся (направленно), испытывая сопротивление. Природа этого сопротивления в металлах несколько подобна внутреннему трению в газах, в жидких же электролитах это явление ближе к трению, которое обнаруживается при движении макроскопических тел в газах или жидкостях.

§ 53. Применение теплового действия тока

Тепловое действие тока играет большую роль в современной технике. Рассмотрим наиболее важное его использование.

Впервые лампы накаливания изобрел А. Н. Лодыгин, который еще в 1873 г. в Петербурге демонстрировал свое изобре-

тение. Первые лампы имели форму стеклянного шара, в котором на двух медных стержнях был укреплен угольный стержень (рис. 4.17). В поисках способов увеличения срока службы ламп им была введена откачка баллонов ламп и найдены наиболее стойкие угольные нити, которые получались путем обугливания различных органических волокон. В 1890 г. Лодыгин ввел лампы накаливания с металлической нитью из тугоплавких металлов. В настоящее время используются лампы с двумя усовершенствованиями: нить накала лампы изготовляют из вольфрама в виде спирали, что уменьшает теплоотдачу нити, и баллоны ламп наполняют интертным газом, чтобы предохранить нить от распыления при высоких температурах (порядка 2400° С).

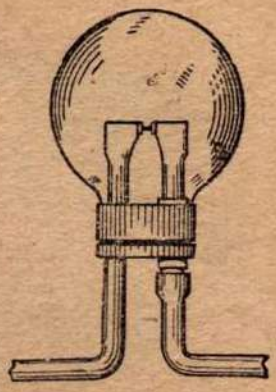


Рис. 4.17. Лампочка Лодыгина.

В последнее время для увеличения срока службы ламп в их баллоны вводят дополнительно йод. При работе лампы пары йода и вольфрама вступают в химическое соединение, образуя йодистый вольфрам, который диффундирует на поверхность нити, где протекает обратная реакция. В результате атомы вольфрама вновь осаждаются на нить, а йод испаряется.

UNREGISTERED COPY OF SCANPAPYRUS

В лабораторной практике применяют электрическую муфельную печь, позволяющую получить нагрев до 1000° С. Одна из последних моделей такой печи (рис. 4.18) представляет собой металлический корпус из гофрированной стали *1*. Внутри корпуса находится муфель, собранный из четырех огнеупорных плит *2*. В каждой плите имеется по четыре продольных паза, куда вкладываются нагревательные спирали. Нагреваемое вещество вносят в печь и устанавливают нужный нагрев, регулируя реостатом *3* величину тока в обмотке печи.

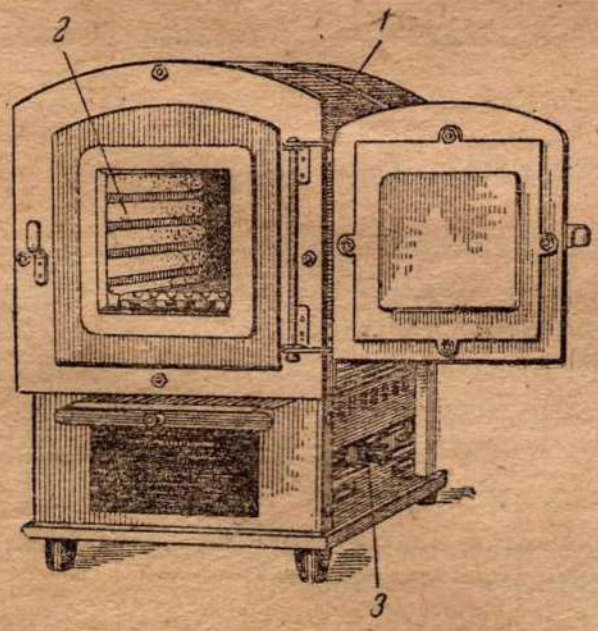


Рис. 4.18. Муфельная печь.

Для плавки металла часто применяют тигельные печи (рис. 4.19), в которых тигель из огнеупорного материала окружен обмоткой из туго-

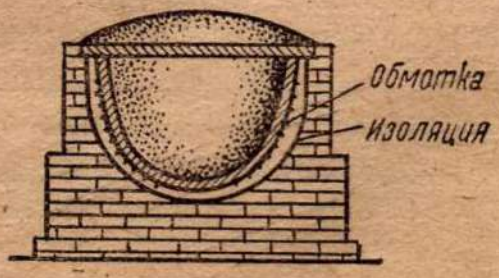


Рис. 4.19. Тигельная печь.

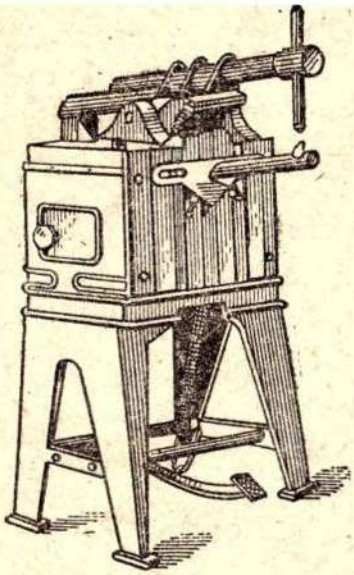


Рис. 4.20. Машина для контактной сварки.

плавкого металла с большим удельным сопротивлением.

Одним из применений теплового действия тока явилась открытая в 1802 г. В. В. Петровым электрическая дуга (§ 87). Сварка металлов в электрической дуге была впервые разработана Н. Н. Бенардосом в 1882 г. и усовершенствована в 1888 г. Н. Г. Славяновым. Для электросварки применяют ток до 800 *а* при напряжении 30—40 *в*. Температура в электрической дуге достигает 4000° С.

Электрическая сварка металла теперь во многих случаях осуществляется и без образования видимой электрической дуги — посредством нагрева места соприкосновения тел током (контактная электросварка, рис. 4.20). Свариваемые металлические детали приводят в соприкосновение давлением электродов, при этом площадь истинной поверхности соприкосновения оказывается незначительной. В этом случае все сопротивление электрической цепи практически сосредоточивается в местах соприкосновения свариваемых деталей. При сильных токах (до 25 000 *а*) в контактах за доли секунды выделяется достаточное количество тепла для плавления металла. При прекращении тока образовавшийся расплав снова быстро кристаллизуется. В итоге образуется прочное соединение металлических предметов.

UNREGISTERED COPY OF SCANPAPYRUS

В наше время академиком Е. О. Патоном и его сотрудниками разработаны электросварочные автоматы различных назначений, а К. К. Хреновым создан дуговой метод сварки под водой.

Некоторые другие применения дуги Петрова рассматриваются в § 87.

§ 54. Закон Ома для замкнутой цепи. Э. д. с.

Ранее (§ 41) отмечалось, что для получения неизменного электрического тока в проводнике на его концах следует непрерывно поддерживать разность потенциалов с помощью источника тока. Рассмотрим подробнее роль источника и его основные характеристики. Любой источник тока должен иметь определенное сопротивление — внутреннее сопротивление источника. Источник имеет два полюса, к которым подсоединяются потребители. Полюс с более высоким потенциалом называется положительным, а с более низким — отрицательным. Между полюсами источника существует разность потенциалов (напряжение) как в отсутствие тока (цепь разомкнута), так и при

наличии тока (источник замкнут на внешнее сопротивление).

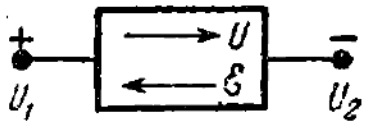


Рис. 4.21. Схема разомкнутого источника тока.

На рисунке 4.21 схематически изображен источник тока любого типа (химический источник, термоэлемент, динамо-машина и т. д.). Пусть электрический потенциал положительного полюса источника будет U_1, а потенциал отрицательного полюса $-U_2$, тогда электрическое напряжение на полюсах источника равно:

$$U = U_1 - U_2.$$

Электрическое поле в проводнике всегда вызывает ток в направлении уменьшения потенциала, а поэтому и электрическому напряжению можно условно приписать направление, которое совпадает с направлением убыли потенциала. Напряжение между полюсами внутри источника является напряжением на внутреннем его сопротивлении r. На рисунке 4.21 стрелкой обозначено направление электрического напряжения внутри источника. Если бы внутри источника, кроме электрического напряжения, не было других причин, влияющих на движение зарядов, то через внутреннее сопротивление пошел бы ток в направлении от положительного полюса к отрицательному, который прекратился бы после выравнивания потенциалов полюсов. На самом деле, напряжение разомкнутого источника длительно сохраняется и при этом внутри источника ток. Это объясняется тем, что внутри источника действуют еще *сторонние силы*, отличные по своей природе от электрических сил. В разомкнутом источнике электрическое поле уравновешивается сторонними полями. При этом работа электрических сил при перенесении единицы заряда с положительного полюса источника на отрицательный будет равна и противоположна по знаку работе сторонних сил. Величину работы, которую совершают сторонние силы при перемещении электрического заряда, равного единице, называют *электродвижущей силой* (э. д. с.). Источники тока часто называют источниками э. д. с. В дальнейшем э. д. с. будем обозначать буквой $\mathcal{E}$.

Э. д. с. выражается в тех же единицах, что и напряжение. При э. д. с. в 1 *в* сторонние силы при перемещении заряда в 1 *к* совершают работу в 1 *дж*.

Действие э. д. с. противоположно действию электрического напряжения внутри источника. Поэтому э. д. с. направлена от отрицательного полюса к положительному. В разомкнутом источнике электрическое напряжение уравновешивается э. д. с.: при $R = \infty$

$$U = \mathcal{E}, \qquad (54,1)$$

где R — сопротивление внешней части цепи. Таким образом, *э. д. с. численно равна напряжению на полюсах разомкнутого источника.*

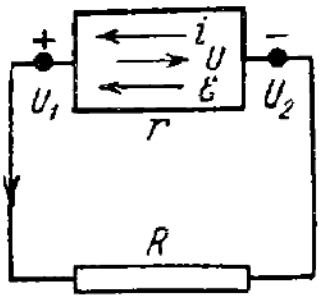


Рис. 4.22. Схема источника тока, замкнутого на внешнюю цепь.

Если к источнику э.д.с., изображенному на рисунке 4.22, подсоединить внешний участок цепи, то в замкнутой цепи установится электрический ток. Э.д.с. замкнутой цепи сосредоточена только внутри источника, а величина ее не зависит от тока и равна напряжению разомкнутого источника.

Проследим за движением положительного заряда по замкнутой цепи, содержащей э.д.с. Начнем с положительного полюса. Электрические силы перемещают положительный заряд во внешней части цепи от положительного полюса до отрицательного полюса. При переходе через этот полюс окажется, что на положительный заряд будут действовать, кроме электрических сил, препятствующих движению, еще сторонние силы, перемещающие заряд в сторону положительного полюса.

При наличии тока э. д. с. источника должна быть больше напряжения на полюсах. Если при разомкнутой цепи э. д. с. компенсируется напряжением, то при замыкании цепи напряжение падает, и ток внутри источника идет под действием разности э. д. с. и электрического напряжения. Поэтому ток внутри источника, согласно закону Ома, определяется выражением:

UNREGISTERED COPY SCANPAPYRUS

$$i = \frac{\mathcal{E} - U}{r}, \tag{54,2}$$

а во внешней цепи равен:

$$i = \frac{U}{R}.$$

Исключая из последних двух уравнений величину U, найдем

$$i = \frac{\mathcal{E}}{R + r}. \tag{54,3}$$

Это и есть закон Ома для замкнутой цепи. Он гласит, что *величина тока в замкнутой цепи прямо пропорциональна величине э. д. с., действующей в этой цепи, и обратно пропорциональна сумме внешнего и внутреннего сопротивлений.*

Из (54,3) выразим $\mathcal{E}$:

$$\mathcal{E} = iR + ir. \tag{54,4}$$

Величина iR, равная напряжению на полюсах источника, является мерой работы при перемещении единицы заряда во внешней цепи. Точно так же величина ir будет мерой работы на внутреннем участке цепи. Поэтому соотношение (54,4) позволяет дать наиболее общее определение э. д. с.: *э. д. с. есть величина, измеряемая работой тока при перемещении единицы заряда по всей замкнутой цепи* (удельная работа стороннего источника).

Энергетические изменения в замкнутой цепи можно представить следующим образом. При прохождении единицы положительного электричества внутри источника сторонние силы совершают удельную работу $\mathcal{E}$ против электрических сил, результатом чего будет увеличение потенциальной энергии единицы заряда на величину U, равную напряжению на полюсах источника. Кроме того, сторонние силы будут преодолевать внутреннее сопротивление источника, мерой этой части удельной работы будет величина ir. Таким образом,

$$\mathcal{E} = U + ir. \qquad (54,5)$$

Это уравнение совпадает с (54,4) и является выражением закона сохранения энергии для данного частного случая.

Из разобранного следует, что работа электрических сил в замкнутой цепи равна нулю. Этот результат можно получить непосредственно из формулы:

$$A = Q(U_1 - U_2).$$

Для замкнутой цепи $U_1 = U_2$ и $A = 0$. Таким образом, вся работа в замкнутой цепи совершается только сторонними силами.

Из (54,5) найдем

$$U = \mathcal{E} - ir. \qquad (54,6)$$

Следовательно, напряжение на полюсах источника меньше э. д. с. на величину ir. Из последней формулы видно, что качество источника определяется не только его э. д. с., но и внутренним сопротивлением. Например, электростатические машины имеют весьма большую э. д. с., измеряемую десятками тысяч вольт, однако их внутреннее сопротивление огромно (многие десятки мегомов), и поэтому они непригодны для получения сильных токов. Напротив, э. д. с. гальванических элементов — всего лишь около 1 *в*., но их внутреннее сопротивление мало (доли ома), поэтому с помощью гальванических элементов можно получить токи, измеряемые амперами.

UNREGISTERED COPY OF SCANPAPYRUS

Большое сходство с замкнутой электрической цепью, содержащей э. д. с. (рис. 4.22), имеет схема тока жидкости, изображенная на рисунке 4.23. Роль полюсов в этой схеме играют пункты *1* и *2*, в которых труба соединяется с насосом. При работе насоса в местах его соединения с трубой образуется разность давлений $\Delta p = p_1 - p_2$. По трубе жидкость течет от большого давления p_1 к меньшему давлению p_2 под воздействием поля давления.

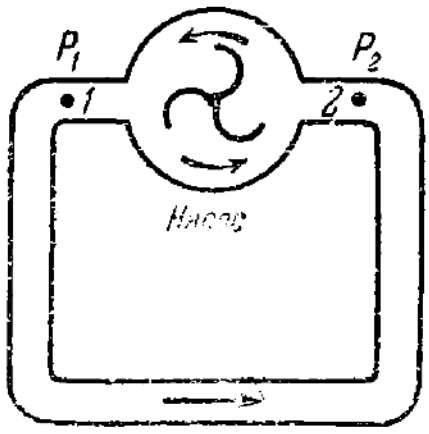


Рис. 4.23. Течение жидкости по замкнутой трубе под воздействием насоса имеет сходство с электрическим током в замкнутой цепи, содержащей э. д. с.

Для обратной подачи жидкости внутри насоса от пункта *2* к пункту *1* привлекаются сторонние силы насоса, которые возбуждаются вращением его лопастей. Благодаря наличию внутреннего трения вся энергия насоса расходуется на преодоление трения при перемещении жидкости по замкнутому пути.

§ 55. Напряженность поля сторонних сил

Для характеристики сторонних сил источника тока введем новую величину, которую назовем напряженностью поля сторонних сил. Напряженность этого поля численно равна силе, действующей на заряд +1 и обусловленной любыми причинами, кроме электростатического поля. В тех участках проводника, где действуют электродвижущие силы, к полю E электрических зарядов добавляется стороннее поле E^*, создаваемое источником э. д. с.

Результирующая напряженность равна

$$\vec{E} + \vec{E}^*.$$

Предположим, что заряд +1 обходит замкнутую цепь тока, содержащую э. д. с. (рис. 4.24). Совершаемая работа определится интегралом по замкнутому контуру:

UNREGISTERED COPY OF SCANPAPYRUS

$$\oint (E_l + E_l^*)\, dl,$$

где индекс l обозначает проекцию напряженности на перемещение dl. Но циркуляция электростатического поля, согласно § 8, равна нулю:

$$\oint E_l dl = 0.$$

Поэтому результирующая работа перемещения +1 заряда по замкнутому контуру, равная э. д. с. источника, определится циркуляцией напряженности поля сторонних сил:

$$\mathcal{E} = \oint E_l^* dl. \qquad (55,1)$$

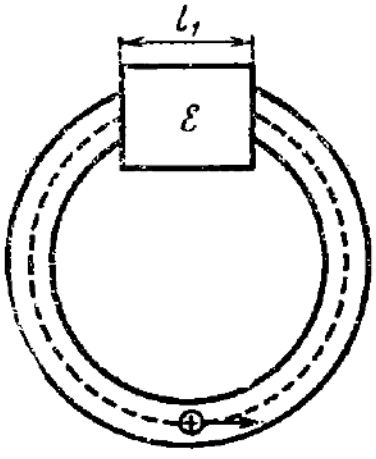


Рис. 4.24. К определению э. д. с.

Величина E^* отлична от нуля только внутри источника тока, т. е. на отрезке l_1 (рис. 4.24). Для всех других участков подынтегральное выражение равно нулю, и поэтому э. д. с. определяется работой перемещения +1 заряда под воздействием стороннего поля на участке l_1:

$$\mathcal{E} = \int_{l_1} E_l^* dl.$$

Из последнего также следует, что э. д. с. является напряжением поля сторонних сил.

§ 56. Напряжение сопротивления

При наличии тока в проводниках заряды в нем движутся со средней скоростью направленного движения. Пусть цилиндрический проводник с током имеет площадь поперечного сечения S (рис. 4.25). Выделим в этом проводнике цилиндр с высотой, численно равной скорости направленного движения зарядов v. Если n_0 есть число заряженных частиц в единице объема, то число таких частиц внутри выделенного объема равно $n_0 vS$. Тогда число частиц, проходящих через сечение провода, будет как раз равно $n_0 vS$. Если заряд одной частицы есть e, то заряд, переносимый через сечение провода в единицу времени, будет $n_0 evS$. Следовательно, в проводнике будет ток:

$$i = n_0 evS. \tag{56,1}$$

Ранее (§ 43) отмечалось, что для поддержания постоянного тока в проводнике, т. е. движения зарядов с постоянной скоростью, необходимо наличие неизменного градиента потенциала. Следовательно, для поддержания тока в проводнике необходимо непрерывное действие электрических сил eE, приложенных к заряженным частицам. Таким образом, при постоянном токе электрические заряды движутся с постоянной скоростью под воздействием неизменных сил. А это значит, что заряды при движении испытывают в проводнике сопротивление, происхождение которого связано с тем, что заряженные частицы перемещаются среди других частиц, не участвующих в направленном движении. Понятно, что движение частиц, обусловливающих ток, сопровождается выделением энергии.

UNREGISTERED COPY OF SCANPAPYRUS

Заряженные частицы при наличии тока перемещаются в сторону убыли их потенциальной электрической энергии. Соответствующая работа электрических сил сводится к работе по преодолению сопротивления, следствием чего является выделение джоулева тепла. Динамика движения микрозарядов при постоянном токе определяется уравновешиванием электрических сил силами сопротивления:

$$e\vec{E} + \vec{f} = 0,$$

где $\vec{f}$ — сила сопротивления, рассчитанная на одну заряженную частицу. (Это соотношение имеет смысл для описания среднего по времени движения частиц.)

Если действие электрических сил характеризуется электрическим напряжением, то действие сил сопротивления можно охарактеризовать

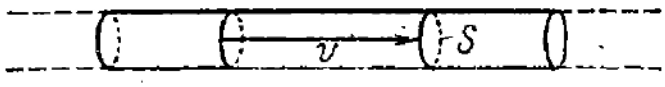


Рис. 4.25. К определению величины тока.

введением напряжения сопротивления. Для этого закон Ома

$$U = iR$$

перепишем так:

$$U - iR = 0.$$

Из последнего соотношения видно, что в проводнике электрическое напряжение U уравновешивается величиной $-iR$, которая является мерой действия сил сопротивления. Введя обозначение:

$$U_i = -iR, \qquad (56,2)$$

перепишем предыдущее:

$$U + U_i = 0. \qquad (56,3)$$

Величина U определяет напряжение электрического поля, совершающего работу, значение U_i определяет напряжение сопротивления, против которого совершается работа при перемещении единицы заряда на данном участке проводника. Электрическое напряжение на участке проводника направлено по току, напряжение сопротивления — против тока, первое из них положительно, второе — отрицательно. При этом алгебраическая сумма электрического напряжения и напряжения сопротивления равна нулю.

Описание действия сил сопротивления напряжением сопротивления, как и описание сторонних сил источника введением э. д. с., дает возможность последовательно излагать вопросы теории электричества.

UNREGISTERED COPY OF SCANPAPYRUS

§ 57. Законы Кирхгофа

Закон Ома позволяет рассчитывать лишь простейшие электрические цепи. Поэтому следует найти более общие законы, которые позволили бы вычислять токи в любой сложной цепи. Такими законами являются законы Кирхгофа, которые можно получить как следствие законов сохранения (заряда и энергии).

Первый закон Кирхгофа определяет связь между токами, входящими в точку разветвления, и токами, выходящими из нее. Пусть имеется точка разветвления токов (рис. 4.26). Точка разветвления по определению не имеет размеров, лишена емкости, вследствие чего в ней не может происходить накопление зарядов. Поэтому из закона сохранения зарядов следует, что *сумма всех токов, входящих в какую-либо точку разветвления, должна равняться сумме всех токов, выходящих из этой точки.* Первый закон Кирхгофа можно формулировать и так: *алгебраическая сумма всех токов в каждой точке*

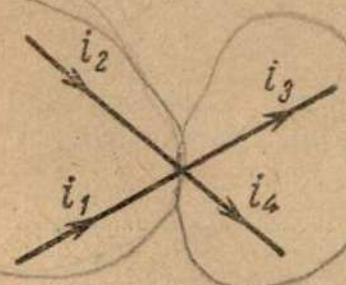


Рис. 4.26. К пояснению первого закона Кирхгофа.

разветвления равна нулю. При этом если токи, входящие в точку разветвления, берутся со знаком плюс, то токи, выходящие из нее, — со знаком минус. Для случая, изображенного на рисунке 4.26, имеем:

$$i_1 + i_2 - i_3 - i_4 = 0.$$

Первый закон Кирхгофа для любой точки разветвления, связывающей n проводников, в общей форме записывается так:

$$\sum_{k=1}^{n} i_k = 0. \qquad (57,1)$$

Второй закон Кирхгофа в наиболее общей форме можно получить из закона сохранения энергии. Закон сохранения энергии гласит, что *сумма изменений всех составляющих энергии изолированной системы равна нулю:*

$$\sum_k \Delta W_k = 0,$$

где W_k — одна из составляющих энергии, обозначенная индексом k. Если изменение каждой составляющей энергии равно работе:

$$\Delta A_k = -\Delta W_k,$$

UNREGISTERED COPY OF SCANPAPYRUS

то в изолированной системе алгебраическая сумма всех работ равна нулю:

$$\sum_k \Delta A_k = 0,$$

где ΔA_k — работа, соответствующая изменению энергии ΔW_k.

Энергетические изменения, связанные с прохождением токов по электрическим цепям, можно описать работой полей различной природы. При этом работа некоторых полей будет мерой уменьшения определенных составляющих энергии; работа же полей, против которых совершается работа перемещения зарядов, будет давать увеличение других составляющих энергии.

Если источники токов, провода электрической цепи и окружающую среду принять за изолированную систему, то из закона сохранения энергии следует, что во всякой электрической цепи сумма работ полей, совершающих работу и против которых совершается работа, равна нулю. Работа перемещения единицы заряда по электрической цепи квазистационарного тока определяется напряжениями различной природы. Поэтому второй закон Кирхгофа для квазистационарных токов можно сформулировать так: *в электрических цепях квазистационарных токов алгебраическая сумма напряжений полей различной природы равна нулю.* При этом положительными являются напряжения, совершающие работу перемещения зарядов, отрицательными — против которых совершается эта работа. В электрических цепях возможно

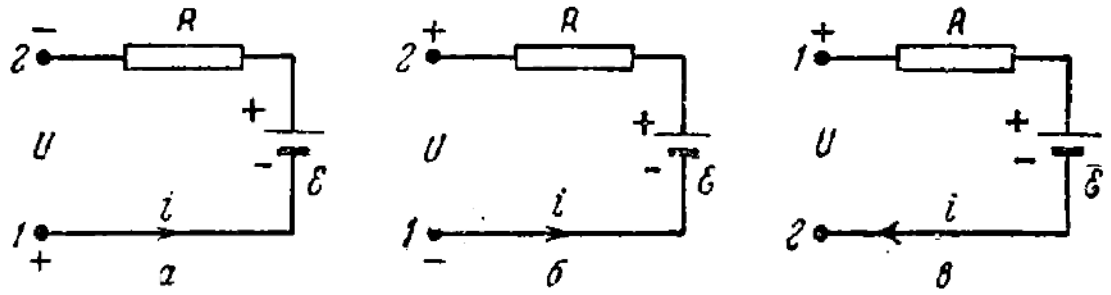


Рис. 4.27. Участки цепи, содержащие э. д. с.

наличие только электрических напряжений, напряжений сопротивления и э. д. с. (напряжений сторонних полей). В наиболее общей форме второй закон Кирхгофа можно записать так:

$$\sum_k U_k + \sum_k U_{i,k} + \sum_k \mathcal{E}_k = 0, \qquad (57,2)$$

где U_k, $U_{i,k}$ $\mathcal{E}_k$ — электрическое напряжение, напряжение сопротивления и э. д. с. участка цепи, обозначенного индексом k.

Применим уравнение (57,2) для участка цепи без разветвления, содержащего э. д. с. и подключенного к точкам с напряжением (рис. 4.27). Для случая, изображенного на рисунке 4.27, *а*, работа перемещения зарядов от точки *1* к точке *2* производится электрическим напряжением и э. д. с. против напряжений сопротивления:

UNREGISTERED COPY OF SCANPYRUS

$$U + \mathcal{E} - iR - ir = 0, \quad i = \frac{U + \mathcal{E}}{R + r},$$

где r — внутреннее сопротивление источника. Для схемы рисунка 4.27, *б* работа перемещения зарядов от точки *1* к точке *2* производится э. д. с. против напряжений сопротивления и электрического напряжения:

$$\mathcal{E} - iR - ir - U = 0, \quad i = \frac{\mathcal{E} - U}{R + r}.$$

В цепи рисунка 4,27, *в* работу перемещения зарядов совершает электрическое напряжение против напряжений сопротивления и э. д. с.:

$$U - iR - ir - \mathcal{E} = 0, \quad i = \frac{U - \mathcal{E}}{R + r}.$$

В контурах, замкнутых для токов проводимости (замкнутых для действительного или возможного перемещения зарядов), сумма электрических напряжений равна нулю:

$$\sum_k U_k = 0.$$

Для замкнутых контуров уравнение (57,2) записывается так:

$$\sum_k \mathcal{E}_k + \sum_k U_{i,k} = 0.$$

Используя подстановку $U_{i,k} = -i_k R_k$, получим:

$$\sum_k \mathcal{E}_k = \sum_k i_k R_k. \qquad (57,3)$$

Таким образом, согласно второму закону Кирхгофа, *в любом замкнутом* (для токов проводимости) *контуре алгебраическая сумма э. д. с. равна сумме произведений токов на сопротивления соответствующих участков цепи.*

При составлении системы уравнений вида (57,3) следует обратить внимание на определение знаков отдельных слагаемых. Для этого необходимо выбрать направление обхода контура (направление воображаемого переноса положительного заряда по замкнутому пути). Направление обхода может быть по часовой стрелке или противоположно ему. Положительными будут те электродвижущие силы, которые совпадают по направлению своего действия с направлением выбранного обхода. Произведение iR будет положительным, если ток на данном участке совпадает с направлением обхода, и наоборот.

При наличии сложных цепей с разветвлениями могут оказаться неизвестными направления токов на отдельных участках. В этом случае при составлении уравнений направления неизвестных токов можно взять произвольными. Действительное направление токов определится решением задачи: если какой-либо искомый ток окажется положительным, то это значит, что его направление совпадает с предположенным; если он окажется отрицательным, то, значит, в действительности он направлен противоположно принятому.

UNREGISTERED COPY OF SCANPAPYRUS

Уравнения Кирхгофа (57,1) и (57,3), составленные для узлов и контуров, позволяют рассчитывать сложные разветвленные цепи. Уравнений такого вида надо составить столько, чтобы число их равнялось числу искомых величин, при этом необходимо следить, чтобы одни уравнения не являлись следствием других.

Если в цепи имеется n узлов, то, пользуясь первым законом Кирхгофа, можно составить независимые уравнения лишь для $(n-1)$ узлов. Уравнение для последнего узла будет следствием предыдущих. Если в цепи можно выделить несколько замкнутых контуров, например *abca*, *abcd*, *abdca* (рис. 4.28), то независимые уравнения типа (57,3) можно составить только для тех контуров, которые не получаются в результате наложения уже рассмотренных. Например, для сложной цепи, изображенной на рисунке 4.28, можно составить уравнения для контуров *abca* и *abcd*; они будут независимыми. Уравнения же для контура *abdca* окажутся следствием двух предыдущих.

Для иллюстрации запишем второй закон Кирхгофа для контура, изображенного на рисунке 4.29, который является частью

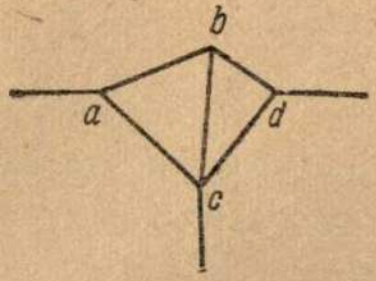


Рис. 4.28. К пояснению уравнений Кирхгофа.

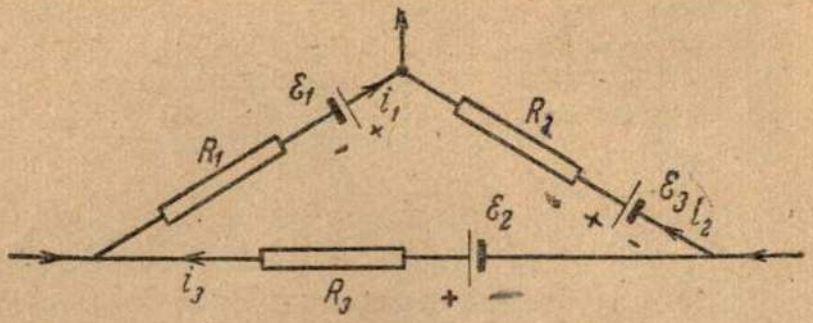


Рис. 4.29. Пример контура электрической цепи.

сложной электрической цепи. При этом будем пользоваться обходом по часовой стрелке:

$$\mathcal{E}_1 + \mathcal{E}_2 - \mathcal{E}_3 = i_1(R_1 + r_1) - i_2(R_2 + r_2) + i_3(R_3 + r_3),$$

где r_1, r_2, r_3 — внутренние сопротивления источников.

Второй закон Кирхгофа в форме (57,2) можно использовать для анализа участка сложных цепей с разветвлениями, при этом если ток в различных местах имеет разное направление, то уравнение вида (57,2) составляется по воображаемому переносу положительного заряда вдоль исследуемой цепи. При этом на участках цепи, на которых ток направлен против выбранного направления переноса, напряжение сопротивления положительно и наоборот.

UNREGISTERED COPY OF SCANPAPYRUS

§ 58. Применение законов Кирхгофа

Мостик Уитстона. Мостик Уитстона представляет собой схему, употребляемую для сравнения некоторого неизвестного сопротивления R_x с известным сопротивлением R_0. Схема мостика Уитстона следующая: цепь, идущая от гальванического элемента $\mathcal{E}$ (рис. 4.30), начиная от узла A, разветвляется. Одну ее часть образуют сопротивления R_x и R_0, соединенные последовательно. Вторую часть обычно составляет натянутый однородный по сечению провод AC. К точке B, соединяющей сопротивления R_x и R_0, прикреплен один контакт гальванометра G; его второй контакт прикреплен к скользящему контакту D. Этот контакт может передвигаться вдоль провода AC и, таким образом, можно менять сопротивления R_1 и R_2 участков провода AD и DC. Положение контакта D всегда возможно подобрать так,

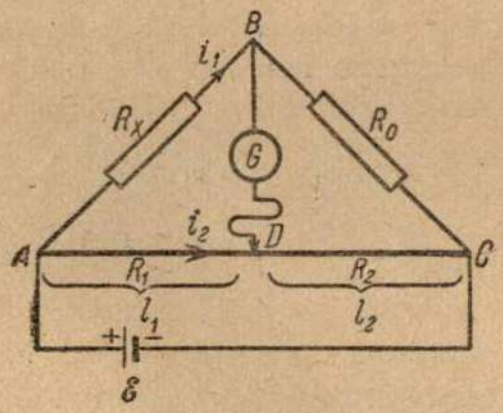


Рис. 4.30. Схема мостика Уитстона.

чтобы в ветви BD, где включен гальванометр, ток отсутствовал. Тогда весь ток, проходящий через сопротивление R_1, пройдет через сопротивление R_2, а весь ток, проходящий через сопротивление R_x, пройдет через сопротивление R_0. На основании второго закона Кирхгофа в этом случае для контуров $ABDA$ и $DBCD$ могут быть написаны уравнения:

$$i_1R_x - i_2R_1 = 0, \quad i_1R_0 - i_2R_2 = 0.$$

Из этих уравнений легко получить:

$$\frac{R_x}{R_0} = \frac{R_1}{R_2}, \text{ откуда } R_x = R_0 \cdot \frac{R_1}{R_2}.$$

Проволока участка цепи AC однородна, поэтому сопротивления R_1 и R_2 пропорциональны их длинам:

$$\frac{R_1}{R_2} = \frac{l_1}{l_2}.$$

Тогда предыдущее уравнение можно записать так:

$$R_x = R_0 \cdot \frac{l_1}{l_2}. \tag{58,1}$$

Так как длины l_1 и l_2 легко измеряются, а R_0 всегда известно, то уравнение (58,1) позволяет определить неизвестное сопротивление R_x.

Точность определения R_x указанным методом в большой степени зависит от положения движка D на проволоке AC. Наибольшая точность при всех других равных условиях достигается при $l_1 \approx l_2$. Для этого следует подбирать известное сопротивление R_0 таким, чтобы оно не слишком отличалось от измеряемого сопротивления R_x.

UNREGISTERED COPY OF SCANPAPYRUS

Соединения элементов в батарею. Когда имеется несколько источников тока (например, гальванические элементы, аккумуляторы), то, в зависимости от соотношения между сопротивлением внешней цепи и внутренним сопротивлением источника, в одних случаях является более выгодным последовательное включение источников тока, в других — параллельное. Для простоты будем считать, что все соединяемые элементы имеют одинаковые э. д. с. $\mathcal{E}$ и одинаковые внутренние сопротивления r.

Пусть батарею образуют n последовательно соединенных элементов (рис. 4.31); батарея замкнута на внешнее сопротивление R. Требуется определить ток в цепи. Применяя для замкнутого контура второй закон Кирхгофа, получим:

$$n\mathcal{E} = iR + nir,$$

откуда

$$i = \frac{n\mathcal{E}}{R + nr}. \tag{58,2}$$

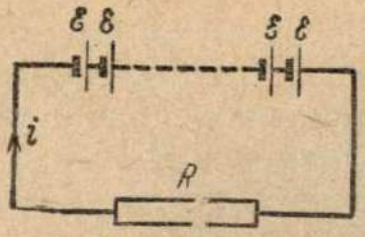


Рис. 4.31. Последовательное соединение элементов в батарею.

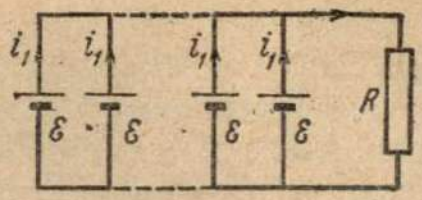


Рис. 4.32. Параллельное соединение элементов в батарею.

Из этого уравнения видно, что при последовательном соединении n одинаковых элементов в батарею э. д. с. возрастает в n раз, и в n раз возрастает внутреннее сопротивление. Такое включение является выгодным, когда внешнее сопротивление цепи весьма велико по сравнению с внутренним сопротивлением. В самом деле, если R настолько велико, что $R \gg nr$, то в знаменателе формулы (58,2) можно пренебречь nr по сравнению с R и тогда приближенно имеем:

$$i \approx n \cdot \frac{\mathcal{E}}{R},$$

т. е. в результате последовательного соединения n элементов ток в цепи становится почти в n раз больше, чем при одном источнике.

UNREGISTERED COPY OF SCANPAPYRUS

В случае параллельного включения n одинаковых источников тока (рис. 4.32) ток во всех элементах будет одинаковым. Применяя для этого случая оба закона Кирхгофа, получим:

$$i = ni, \quad \mathcal{E} = iR + i_1 r,$$

где i_1 — ток, проходящий через один из источников. Следовательно,

$$i = \frac{\mathcal{E}}{R + \frac{r}{n}}. \qquad (58,3)$$

Формула (58,3) показывает, что при параллельном соединении n одинаковых элементов в батарею э. д. с. не меняется, а внутреннее сопротивление уменьшается в n раз.

Параллельное включение является выгодным, когда внешнее сопротивление цепи пренебрежимо мало по сравнению с внутренним сопротивлением. Очевидно, в этом случае (при $R \ll r$) формулу (58,3) приближенно можно переписать так:

$$i \approx n \cdot \frac{\mathcal{E}}{r},$$

из чего следует, что ток при этом возрастает почти в n раз по сравнению с током, даваемым одним элементом.

Иногда применяют смешанное соединение элементов, при котором группы последовательно соединенных элементов соединяют параллельно. Внутреннее сопротивление такой батареи и ее э. д. с. также легко может быть найдено, исходя из результатов вышеприведенного анализа.

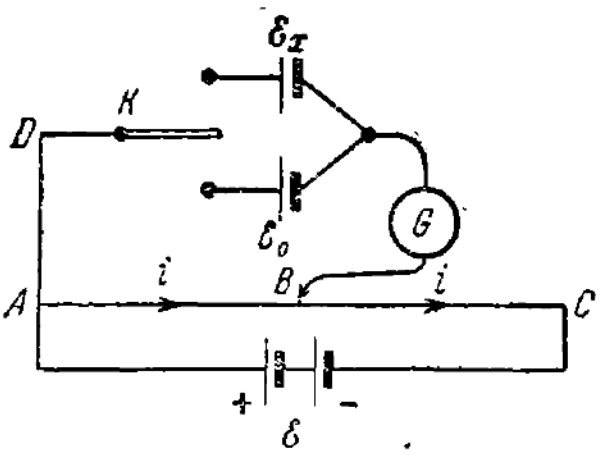


Рис. 4.33. Схема компенсационного метода измерения э. д. с.

Компенсационный метод определения э. д. с. элементов. Определение э. д. с. элементов производится обычно путем ее сравнения с э. д. с. так называемого нормального элемента, величина которого известна. Это сравнение производится с помощью компенсационной схемы, представленной на рисунке 4.33.

Батарея $\mathcal{E}$ выбирается такой, чтобы ее э. д. с. была больше э. д. с. нормального элемента и э. д. с. измеряемого источника $\mathcal{E}_0$; эта батарея замыкается на проволочное сопротивление AC.

Нормальный элемент $\mathcal{E}_0$ присоединяется с помощью ключа K к цепи AC так, что его положительный полюс соединен с той точкой A сопротивления AC, где потенциал выше, а отрицательный — с контактом B, могущим скользить вдоль сопротивления AC. Гальванометр G измеряет ток, проходящий через нормальный элемент $\mathcal{E}_0$. Элемент $\mathcal{E}_x$ отключен от схемы с помощью ключа K.

UNREGISTERED COPY OF SCANPAPYRUS

Перемещая контакт B, можно добиться равенства нулю тока в гальванометре. Если это условие выполняется, то, используя второй закон Кирхгофа для контура $A\mathcal{E}_0BA$, получим:

$$\mathcal{E}_0 = iR_1,$$

где i — величина тока в проволоке AC, R_1 — сопротивление участка AB при скомпенсированном нормальном элементе (компенсируется э. д. с. источника напряжением участка AB).

После этого нормальный элемент отключают ключом K и вместо него в схему включается этим ключом измеряемый элемент $\mathcal{E}_x$. Передвигая скользящий контакт B, снова добиваются равенства нулю тока, идущего через гальванометр G. При этом положение контакта B будет иное, чем при нормальном элементе, и сопротивление цепи AB будет иметь некоторое другое значение. Однако, очевидно, снова должно выполняться условие, аналогичное предыдущему:

$$\mathcal{E}_x = iR_2.$$

Сравнивая два последних уравнения, получим:

$$\frac{\mathcal{E}_x}{\mathcal{E}_0} = \frac{R_2}{R_1}, \quad \mathcal{E}_x = \mathcal{E}_0 \cdot \frac{R_2}{R_1}.$$

Заменяя отношение сопротивлений проволок отношением длин, получим:

$$\mathcal{E}_x = \mathcal{E}_0 \cdot \frac{l_2}{l_1}. \qquad (58,4)$$

Таким образом, при известной э. д. с. нормального элемента измерение э. д. с. неизвестного источника сводится к измерению длин.

§ 59. Зарядка и разрядка конденсатора

Как указывалось выше (§ 42), многие характеристики постоянного тока сохраняются и для так называемых квазистационарных токов. Квазистационарные токи — это достаточно медленно меняющиеся токи. Величина таких медленно меняющихся токов в каждый момент времени остается одинаковой во всех сечениях неразветвленной проводящей цепи. Мгновенное состояние квазистационарных токов достаточно точно определяется законом Ома и законами Кирхгофа и тем точнее, чем медленнее меняются токи.

UNREGISTERED COPY OF SCANPAPYRUS

Примерами квазистационарных токов являются токи зарядки и разрядки конденсатора, которые часто используются в радиолокационной технике и автоматике для получения кратковременных импульсов. Рассмотрим подробнее такого рода импульсы тока.

Пусть конденсатор с емкостью C включен в схему (рис. 4.34). Если поставить переключатель в положение *1*, то конденсатор зарядится; перебросив переключатель в положение *2*, мы замкнем цепь разряда конденсатора. Как заряжение, так и разряжение конденсатора происходит через сопротивление R.

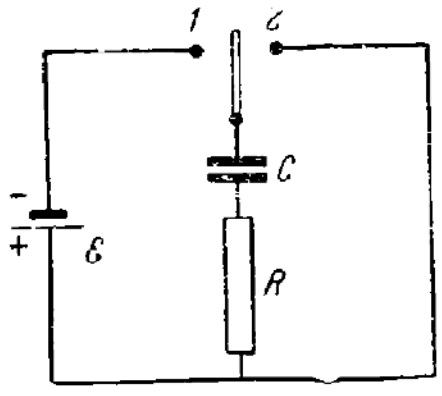


Рис. 4.34. Зарядка и разрядка конденсатора.

Токи проводимости, обусловленные движением зарядов, как при заряжении, так и разряжении конденсатора не являются замкнутыми токами, так как заряды не перемещаются через диэлектрик конденсатора. Поэтому для анализа данного случая следует использовать общую форму второго закона Кирхгофа (57,2).

Рассмотрим сначала процесс зарядки. Пусть сопротивление цепи R включает в себя и внутреннее сопротивление источников.

В этом случае в цепи будут действовать э. д. с., батареи, напряжение конденсатора, создаваемое его зарядами и напряжение сопротивления. Согласно второму закону Кирхгофа,

$$\mathcal{E} + U_C + (-iR) = 0, \tag{59,1}$$

где i, U_C — мгновенные значения тока и напряжения, создаваемого зарядами конденсатора. Но

$$U_C = \frac{q}{C}, \quad i = -\frac{dq}{dt},$$

где q — заряд конденсатора. (В последнем выражении на основании закона сохранения заряда ток определяется по убыли заряда конденсатора.) Из написанных равенств, исключая q и i, найдем:

$$\mathcal{E} + U_C + \frac{dU_C}{dt} RC = 0. \tag{59,2}$$

Это уравнение является дифференциальным уравнением первого порядка с постоянными коэффициентами. Разделяя переменные

$$\frac{1}{\mathcal{E} + U_C} dU_C = -\frac{1}{RC} dt$$

UNREGISTERED COPY OF SCANPAPYRUS

и интегрируя, найдем:

$$\mathcal{E} + U_C = Ae^{-\frac{t}{RC}}.$$

Постоянная интегрирования A зависит от начальных условий. Положим, что отсчет времени начинается с момента замыкания ключа. Тогда начальные условия имеют вид: $t=0$, $U_C=0$. Это дает $A=\mathcal{E}$, поэтому напряжение на конденсаторе определяется выражением:

$$U_C = -\mathcal{E}\left(1 - e^{-\frac{t}{RC}}\right). \tag{59,3}$$

(Знак минус показывает, что при зарядке напряжение конденсатора направлено против э. д. с. батареи.) При $t=0$ это выражение дает $U_C=0$. С увеличением времени напряжение на конденсаторе непрерывно увеличивается и асимптотически приближается к э. д. с. источника (рис. 4.35, a).

Из (59,1) и (59,3) следует, что зависимость зарядного тока от времени имеет вид:

$$i = \frac{\mathcal{E}}{R} e^{-\frac{t}{RC}}. \tag{59,4}$$

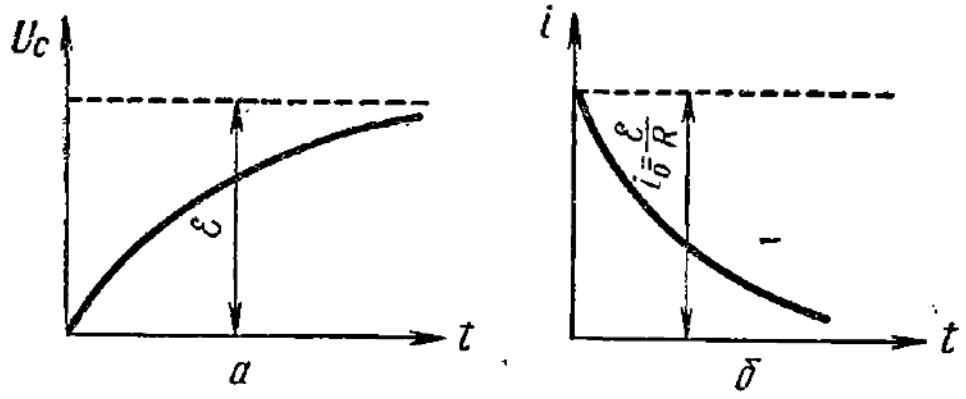


Рис. 4.35. Зависимость от времени: *а* — напряжения на конденсаторе при зарядке; *б* — тока в конденсаторе при разрядке.

Ток имеет наибольшее значение в начальный момент времени и асимптотически стремится к нулю в процессе зарядки (рис. 4.35, *б*).

Для процесса разрядки конденсатора ($\mathcal{E}=0$) из (59,2) следует, что

$$U_C + \frac{dU_C}{dt} RC = 0,$$

откуда

$$U_C = Be^{-\frac{t}{RC}}$$

UNREGISTERED COPY OF SCANPAPYRUS

Если начало отсчета времени совпадает с началом процесса разрядки, то начальными условиями будут: $t=0$, $U_C=U_0$. Этим определяется постоянная интегрирования ($B=U_0$) и зависимость напряжения конденсатора от времени:

$$U_C = U_0 e^{-\frac{t}{RC}}. \qquad (59,5)$$

В процессе разрядки конденсатора напряжение на конденсаторе уменьшается и асимптотически приближается к нулю. Таков же характер изменения тока при разрядке.

Согласно приведенной теории, электрический ток зарядки и разрядки конденсатора длится бесконечно, но практически обычно уже через небольшое время ток падает до неизмеримо малой величины. Время, в течение которого ток разобранных процессов уменьшается в $e=2,71$ раза, называется временем релаксации или постоянной времени.

Перепишем (59,4):

$$i = i_0 e^{-\frac{t}{RC}},$$

где $i_0 = \frac{\mathcal{E}}{R}$ — начальная величина тока. Из последней формулы следует, что при

$$t = RC, \quad \frac{i_0}{i} = e.$$

Таким образом, время релаксации цепи, содержащей емкость и сопротивление, равно

$$\tau = RC. \tag{59,6}$$

§ 60. Коэффициент полезного действия источника э. д. с. и линии передачи энергии

Пусть какой-либо источник тока с внутренним сопротивлением r замкнут на внешнюю цепь с сопротивлением R. При наличии тока э. д. с. определяется выражением (54,4):

$$\mathcal{E} = iR + ir.$$

Умножая обе части этого равенства на величину тока, получим:

$$\mathcal{E}i = i^2R + i^2r.$$

UNREGISTERED COPY OF SCANPAPYRUS

Из этого выражения видно, что мощность $N_0 = i\mathcal{E}$, развиваемая источником э. д. с., выделяется во внешней ($N = i^2R$) и внутренней (i^2r) частях цепи.

Коэффициентом полезного действия η источника э. д. с. (к. п. д.) называется отношение мощности N, выделяющейся во внешней цепи, к мощности N_0, развиваемой источником:

$$\eta = \frac{N}{N_0}. \tag{60,1}$$

Пользуясь подстановками $N_0 = i\mathcal{E}$, $N = iU$, получим:

$$\eta = \frac{U}{\mathcal{E}}. \tag{60,2}$$

Таким образом, к. п. д. источника тока равен отношению напряжения во внешней цепи к величине э. д. с. Формула (60,2) справедлива при любом потребителе электрической энергии. Если во внешней цепи в качестве потребителя энергии служат только проводники, то вся энергия источника тока выделяется в виде джоулева тепла. В этом случае, заменяя $U = iR$, $\mathcal{E} = i(R + r)$, получим:

$$\eta = \frac{R}{R + r}. \tag{60,3}$$

Разделив числитель и знаменатель на R, получим

$$\eta = \frac{1}{1 + \frac{r}{R}}.$$

Отсюда видно, что к. п. д. стремится к единице, когда отношение сопротивления внутреннего участка цепи к сопротивлению внешнего участка стремится к нулю, поэтому для увеличения к. п. д. необходимо по возможности уменьшить внутреннее сопротивление источника э. д. с., например аккумулятора или динамо-машины.

В случае короткого замыкания ($R=0$) к. п. д. равен нулю, а вся мощность выделяется внутри источника. Это может привести к перегреву внутренних частей источника и выходу его из строя. По этой причине короткие замыкания недопустимы.

Мощность, выделяемая во внешней цепи, может быть представлена уравнением:

$$N = i^2 R = \mathcal{E}^2 \cdot \frac{R}{(R + r)^2}.$$

Предположим, что мы желаем получить во внешней цепи максимальную мощность, возможную при данном источнике. Значение $R = R_м$, при котором во внешней цепи мощность будет максимальна, мы получим, дифференцируя выражение N по R и приравнивая первую производную нулю. Это дает:

UNREGISTERED COPY OF SCANPAPYRUS

$$\frac{dN}{dR} = \mathcal{E}^2 \cdot \frac{r^2 - R_м^2}{(r + R_м)^4} = 0,$$

откуда, учитывая, что r и R всегда положительны, получаем:

$$R_м = r.$$

Мощность, выделяемая во внешней цепи, достигает наибольшего значения, если сопротивление внешней цепи равно внутреннему сопротивлению источника. К. п. д. в этом случае будет, согласно (60,3), равен 50%. На практике, чтобы получить больший к. п. д., обычно работают в условиях, когда $R > r$.

Часто источник э. д. с. отстоит от места потребления энергии на значительном расстоянии. Очевидно, при значительной протяженности линии передачи энергии нельзя не учитывать расход мощности на нагревание проводов. В этом случае мощность во внешней цепи N слагается из мощности, расходуемой в линии передачи N_2, и мощности, выделяющейся в потребителе N_1, так что

$$N = N_1 + N_2.$$

К. п. д. линии передачи η называют величину отношения мощности, расходуемой в пункте потребления, ко всей мощности N, отдаваемой источником э. д. с. во внешнюю цепь:

$$\eta = \frac{N_1}{N}. \tag{60,4}$$

Если разность потенциалов в начале линии передачи U, а в конце U_1, то $N_1 = iU_1$, $N = iU$ и

$$\eta = \frac{U_1}{U}. \tag{60,5}$$

Так как $N_1 = N - N_2$, то

$$\eta = 1 - \frac{N_2}{N}.$$

Далее, $N_2 = i^2R$ (где R — сопротивление линии передачи) и $i = \frac{N}{U}$, поэтому

$$\eta = 1 - \frac{NR}{U^2}. \tag{60,6}$$

Величина $\frac{N_2}{N} = \frac{NR}{U^2}$ характеризует выделение электроэнергии в линии передачи (потери в линии). Из (60,6) видно, что *доля потерь в линии передачи прямо пропорциональна передаваемой мощности, обратно пропорциональна квадрату напряжения на входе в линию передачи.* Этим объясняется, почему при передаче электроэнергии на большие расстояния применяют высокое напряжение.

UNREGISTERED COPY OF SCANPAPYRUS

§ 61. Дифференциальная форма законов Ома и Джоуля — Ленца

Выделим малый по длине участок проводника Δl. Напряжение на его концах обозначим через $-\Delta U = U_1 - U_2$ (рис. 4.36). Закон Ома для этого участка проводника записывается так:

$$i = \frac{-\Delta U}{\rho \cdot \frac{\Delta l}{\Delta S}}.$$

Пользуясь выражением для напряженности поля

$$E = -\frac{\Delta U}{\Delta l},$$

легко преобразовать предыдущее уравнение:

$$i = \frac{1}{\rho} E \Delta S.$$

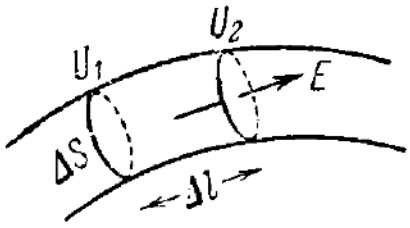


Рис. 4.36. К выводу закона Ома в дифференциальной форме.

Введя плотность тока $j = \frac{i}{S}$ и удельную электропроводность $\gamma = \frac{1}{\rho}$, получим дифференциальную форму выражения закона Ома:

$$j = \gamma E. \qquad (61,1)$$

Учитывая, что j и E суть векторы и притом одинаково направленные, можно уравнение (61,1) переписать в векторной форме:

$$\vec{j} = \gamma \vec{E}.$$

Это выражение справедливо и для случая неравномерного распределения тока по поперечному сечению проводника, когда плотность тока неодинакова в различных точках сечения. Действительно, плотность электрического тока в любой точке проводника вычисляется как произведение удельной электропроводности вещества на напряженность электрического поля в этой же точке.

Выделяемая мощность в объеме элемента проводника (рис. 4.36) будет

$$N = -i\Delta U$$

UNREGISTERED COPY OF SCANPAPYRUS

и равна количеству теплоты, которое выделяется за единицу времени в объеме $\Delta S \Delta l$. В единице объема выделяется количество теплоты, равное

$$Q = \frac{-i\Delta U}{\Delta S \Delta l}.$$

Так как

$$j = \frac{i}{\Delta S} \quad \text{и} \quad E = -\frac{\Delta U}{\Delta l},$$

то

$$Q = jE. \qquad (61,2)$$

Это уравнение на основании (61,1) можно представить так:

$$Q = \gamma E^2. \qquad (61,3)$$

Уравнения (61,2) и (61,3) являются дифференциальными формами закона Джоуля — Ленца.

Дифференциальные формы законов тока позволяют делать расчеты цепей для случаев, когда плотность тока в различных точках проводника различна.

ГЛАВА V

ЭЛЕКТРИЧЕСКИЙ ТОК В ЭЛЕКТРОЛИТАХ

§ 62. Электролитическая диссоциация молекул в растворах

Как указывалось в § 44, прохождение тока через проводники второго класса всегда сопровождается химическими процессами. К проводникам второго класса относятся все проводящие ток растворы солей, кислот и оснований, а также некоторые вещества, главным образом соли в расплавленном состоянии.

На рисунке 5.1 показана схема опыта по исследованию проводимости водных растворов различных веществ. В трубку с поперечным сечением 10 *мм* опущены два металлических электрода. При заполнении трубки дистиллированной водой при напряжении 110 *в* микроамперметром можно обнаружить ток порядка 0,1 *мка*. Если же растворить в воде немного поваренной соли NaCl, то ток возрастет во много раз. Это можно объяснить появлением в растворе NaCl свободных носителей электричества, способных перемещаться под воздействием электрического поля.

В таком опыте у анода обнаруживается появление хлора Cl, у катода — едкого натра NaOH, что, несомненно, является следствием выделения у электродов атомов хлора и атомов натрия. Отсюда можно заключить, что в водном растворе поваренной соли носителями положительных зарядов являются ионы натрия (катионы), а отрицательных — ионы хлора (анионы).

Распад молекул на ионы называется электролитической диссоциацией, и он происходит при растворении вещества.

Я. Вант-Гофф установил, что все проводящие растворы обладают ненормально большим осмотическим давлением. Например, в слабых растворах поваренной соли осмотическое давление оказалось в два раза большим, чем можно было бы ожидать по количеству растворенных молекул NaCl. Из этого следует, что каждая молекула поваренной соли

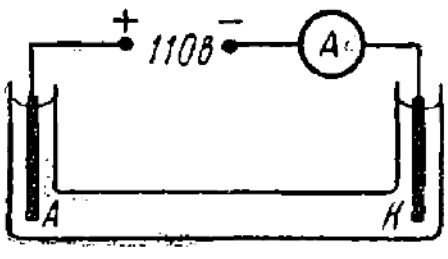


Рис. 5.1. Проводимость водных растворов вещества.

распадается в растворе на две части, а именно на положительный ион натрия и отрицательный ион хлора.

Теория электролитической диссоциации была предложена Р. Клаузиусом (1857) и разработана С. Аррениусом (1887). Согласно теории Аррениуса, молекулы многих солей, кислот и оснований при растворении их в воде претерпевают диссоциацию (распад) на разноименные ионы. При этом молекулы кислот распадаются на положительные ионы водорода и отрицательные ионы кислотного остатка; молекулы оснований — на положительные ионы металла и отрицательные гидроксильные ионы, а соли образуют положительные ионы металла и отрицательные ионы кислотного остатка. Однако в теории Аррениуса не ясен был сам механизм образования ионов.

Особенно большое значение в формировании правильного представления о взаимодействии между частицами в растворах электролитов имели работы нашего соотечественника И. А. Каблукова. Основы современных представлений о электролитической диссоциации, базирующихся на работах Каблукова, излагаются ниже.

Всякая молекула содержит в себе отрицательно заряженные электроны и положительно заряженные ядра. Если центр положительных зарядов совпадает с центром отрицательных зарядов, то молекула в целом характеризуется равномерностью распределения электричества, т. е. является неполярной. Если центры отрицательных и положительных зарядов совпадают, то имеем полярную молекулу. Наконец, в случае очень резкого расхождения центров зарядов молекула будет построенной по ионному типу. Очень схематично образование ионной связи объясняется переходом части валентных электронов с одних атомов молекулы на другие. При образовании же полярных молекул часть валентных электронов атомов только смещается при образовании молекулы, орбиты же этих электронов будут связаны не с одним ядром, а с системой ядер (ковалентная связь).

В молекулах или в кристаллах соединений с ионной связью содержатся не нейтральные атомы элементов, а их ионы, и, например, хлористый натрий состоит из ионов Na^+ и Cl^- не только в водных растворах, но и в любом его состоянии. Из этих ионов состоят, в частности, и кристалл поваренной соли, и молекула NaCl в парах. Таким образом, в отношении ионных соединений процесс образования ионов объясняется тем, что при растворении такого электролита происходит лишь разъединение ионов, а не образование их.

Сам процесс распада молекулы на отдельные ионы может быть представлен следующим образом. Около каждого из ионов молекулы растворенного вещества, например NaCl, ориентируются полярные молекулы растворителя (рис. 5.2). К положительному иону молекулы растворенного вещества притяги-

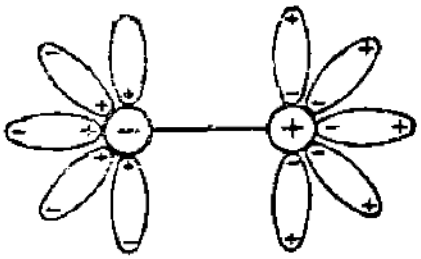


Рис. 5.2. Диполи около ионной молекулы.

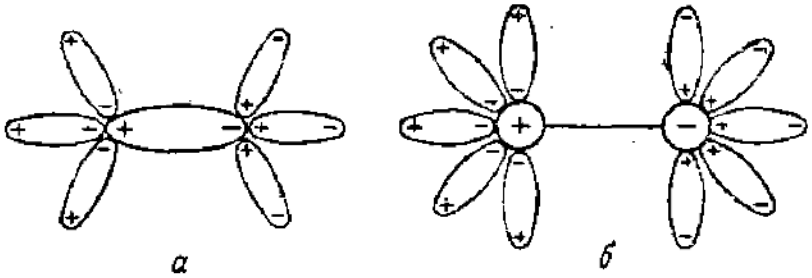


Рис. 5.3. Схема перехода полярной структуры в ионную: *а* — полярная структура; *б* — ионная структура.

ваются отрицательные полюсы молекул растворителя, при этом они будут отталкивать другой ион этой молекулы. Процесс облепливания иона молекулами растворителя называется **сольватацией** или, в случае воды, **гидратацией**.

Вследствие теплового движения состав сольватной оболочки постоянно меняется: одни молекулы уходят из сферы притяжения данного иона, другие включаются в нее. Понятно, что сольватация должна ослаблять связь между ионами. Приближенно можно предположить, что сила взаимодействия между ионами уменьшается, согласно закону Кулона, в ε раз (где ε — диэлектрическая проницаемость среды). Под воздействием сольватации связи между ионами ослабевают настолько, что энергия теплового движения в растворе оказывается достаточной для того, чтобы отделить их друг от друга. После распада молекулы ее ионы остаются окруженными сольватными оболочками, вследствие чего их движение будет замедлено так, как если бы их масса и объем возросли.

Распад молекул веществ в растворе на ионы наблюдается не только для ионных молекул, но и для многих, являющихся в свободном состоянии полярными. Примером может служить соляная кислота (HCl). Предварительной стадией распада в подобных случаях является переход полярной структуры в ионную (рис. 5.3), происходящий под воздействием полярных молекул растворителя. Притянувшиеся к концам растворенной полярной молекулы частицы растворителя обусловливают расхождение полюсов диполя (рис. 5.3, *а*), которое может закончиться тем, что молекула приобретает ионную структуру (рис. 5.3, *б*).

Наряду с диссоциацией при соударениях возможны обратные процессы воссоединения разноименных ионов в нейтральные молекулы. Этот процесс называется **рекомбинацией** или **молизацией**. В данном состоянии электролита имеется подвижное (динамическое) равновесие, при котором число ионов, образующихся вследствие диссоциации, равно числу ионов, рекомбинирующих за то же время. Например, динамическое равновесие в растворе серной кислоты записывается так:

$$H_2SO_4 \rightleftarrows H^+ + HSO_4^- \rightleftarrows 2H^+ + SO_4^{--}.$$

В этом электролите имеется три сорта ионов, которые образуются в результате ступенчатой диссоциации. Такого рода диссоциация наблюдается у многоосновных кислот.

Приведем примеры одноступенчатой диссоциации кислот, щелочей и солей, образующих бинарные электролиты (электролиты с двумя видами ионов) (см. табл. 2).

Таблица 2

Вещество	Диссоциация
Кислоты:	
соляная	$HCl \rightleftarrows H^+ + Cl^-$
азотная	$HNO_3 \rightleftarrows H^+ + NO_3^-$
Щелочи:	
едкий натр	$NaOH \rightleftarrows Na^+ + OH^-$
нашатырный спирт	$NH_4OH \rightleftarrows NH_4^+ + OH^-$
Соли:	
поваренная соль	$NaCl \rightleftarrows Na^+ + Cl^-$
нашатырь	$NH_4Cl \rightleftarrows NH_4^+ + Cl^-$

UNREGISTERED COPY OF SCANPAPYRUS

Способность диссоциировать у различных жидкостей весьма различна. Для количественной характеристики степени диссоциации вводится коэффициент или степень диссоциации α, который определяется отношением числа диссоциированных молекул растворенного вещества к полному числу его молекул. Этот коэффициент показывает, какая доля молекул растворенного вещества распалась на ионы. Коэффициент диссоциации зависит от природы как растворителя, так и растворяемого вещества, от концентрации раствора и его температуры.

Из вышеизложенного следует, что чем больше диэлектрическая проницаемость растворителя, тем сильнее ослабляются связи ионов в молекулах растворенного вещества, тем больше, как правило, должен быть коэффициент диссоциации при прочих равных условиях. Так, например, различные вещества очень хорошо диссоциируют в воде, потому что она имеет большую диэлектрическую проницаемость ($\varepsilon = 81$).

Необходимо отметить, что диссоциировать способны не только молекулы растворенного вещества. В той или иной степени диссоциируют и молекулы растворителя. Даже в совершенно чистых жидкостях некоторая доля молекул всегда диссоциирована. Так, например, химически чистая вода диссоциирует на ионы H^+ и OH^-:

$$H_2O \rightleftarrows H^+ + OH^-.$$

Однако концентрация ионов в ней весьма мала: при комнатной температуре в тонне воды диссоциировано только около 1,14 *мг*.

Заметим также, что ионные кристаллы, расплавляясь, образуют высокоионизированные жидкости.

§ 63. Закон разведения Оствальда

Пусть в 1 $см^3$ раствора содержится n_0 молекул растворенного вещества и пусть степень его диссоциации есть α, т. е. в 1 $см^3$ раствора содержится αn_0 положительных и столько же отрицательных ионов. Тем самым мы предполагаем, что молекула диссоциирует на два иона, т. е. ограничиваемся бинарными электролитами. Тогда число недиссоциированных молекул в 1 $см^3$ определяется как разность $n_0 - \alpha n_0 = n_0(1-\alpha)$. Число распадающихся за 1 *сек* молекул пропорционально числу молекул, способных распадаться, т. е. недиссоциированных. Поэтому, обозначая через A коэффициент пропорциональности (коэффициент ионизации), можно записать число ежесекундно распадающихся молекул как $A(1-\alpha)n_0$.

Число ионов, рекомбинирующих в 1 *сек*, пропорционально как числу положительных ионов, так и числу отрицательных ионов. Следовательно, если через B обозначить коэффициент пропорциональности (коэффициент рекомбинации), то число ежесекундно образующихся молекул будет $B(\alpha n_0)^2$.

UNREGISTERED COPY OF SCANPAPYRUS

Тогда условие равновесия имеет следующую математическую запись:

$$A(1-\alpha)n_0 = B(\alpha n_0)^2,$$

откуда следует закон разведения Оствальда:

$$\frac{\alpha^2}{1-\alpha} = \frac{A}{B} \cdot \frac{1}{n_0}. \qquad (63,1)$$

Отношение $\frac{A}{B}$ носит название константы равновесия или константы диссоциации. Константа диссоциации является величиной, характеризующей электролит. При постоянной температуре в одном и том же растворителе она должна быть величиной постоянной. Это предположение лежит в основе вывода уравнения (63,1). Из закона разведения Оствальда следует, что величина $\frac{\alpha^2}{1-\alpha}$ обратно пропорциональна концентрации раствора n_0, поэтому для очень разведенных растворов ($n_0 \to 0$) α стремится к единице. В этом случае все молекулы практически диссоциированы. В концентрированных растворах ($n_0 \to \infty$) α стремится к нулю, т. е. в таких растворах диссоциация должна отсутствовать.

Электролиты делятся на слабые, у которых α невелико и заметно растет с уменьшением концентрации, и сильные,

у которых $\alpha \approx 1$ даже при больших концентрациях растворов. Имеются электролиты, занимающие промежуточное положение. Поэтому все электролиты можно расположить по их способности к диссоциации в непрерывный ряд.

Для слабых электролитов закон Оствальда выполняется. К ним относится большинство органических оснований и кислот, угольная кислота (H_2CO_3). К сильным электролитам закон Оствальда не применим. К их числу принадлежит большинство неорганических веществ с полярными молекулами (соли, кислоты и основания), например HCl, HNO_3, NaOH и т. д.

§ 64. Подвижность ионов. Закон Ома для электролитов

При отсутствии внешнего электрического поля ионы в электролите совершают тепловое движение. При наличии поля положительные ионы приобретают добавочную скорость в направлении электрического поля, а отрицательные ионы — добавочную скорость в противоположном направлении. На беспорядочное тепловое движение накладывается переносное движение ионов, и в растворе возникает перенос зарядов в определенном направлении, т. е. возникает электрический ток.

Пользуясь тем, что некоторые ионы сообщают раствору определенную окраску, можно сделать видимым движение ионов и непосредственно измерить скорость их движения в электрическом поле. Прибор для наблюдения движения ионов MnO_4^-, сообщающих окраску раствору марганцовокислого калия ($KMnO_4$), изображен на рисунке 5.4. Верхняя часть U-образной трубки заполнена раствором азотнокислого калия, нижняя — раствором марганцовокислого калия с плотностью, примерно равной плотности раствора азотнокислого калия.

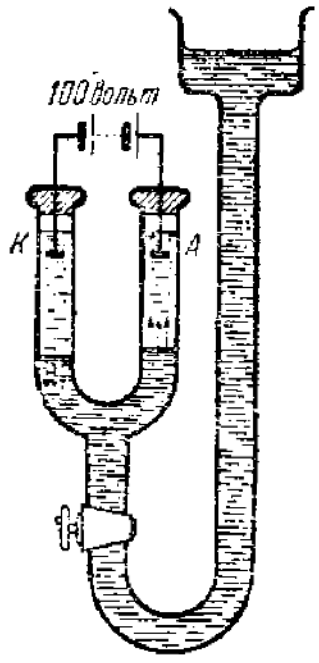


Рис. 5.4. Демонстрация движения окрашенных ионов.

Ионы MnO_4^- имеют фиолетовую окраску и двигаются против электрического тока. При включении тока движение этих ионов обнаруживается по перемещению границы окрашенной части электролита (у катода — вниз, у анода — вверх). Это перемещение происходит со скоростью 1,5 *мм/мин* при напряженности поля в растворе примерно в 5 *в/см*.

Направленное движение ионов, окруженных сольватными оболочками, можно уподобить движению шарика в вязкой среде. При перемещении иона возникает сила трения,

UNREGISTERED COPY OF SCANPYRUS

которая в известных пределах пропорциональна средней скорости движения иона. Силу трения, действующую на положительный ион, можно считать равной

$$F_+ = k_+ v_+,$$

где k_+ — коэффициент трения положительного иона, зависящий от вязких свойств среды и геометрических размеров иона вместе с его окружением; v_+ — скорость движения положительного иона.

Под действием электрической силы

$$F_+ = q_+ E$$

ион приобретает такую скорость, при которой сила трения, препятствующая движению, уравновесится электрической силой. Таким образом, можно записать:

$$k_+ v_+ = q_- E.$$

Отсюда следует, что скорость установившегося направленного движения иона пропорциональна напряженности поля E:

$$v_+ = \frac{q_+}{k_+} E.$$

Аналогичное соотношение получается и для скорости отрицательных ионов:

UNREGISTERED COPY OF SCANPAPYRUS

$$v_- = \frac{q_-}{k_-} E.$$

Из предыдущих формул следует, что величины

$$b_+ = \frac{q_+}{k_+}, \quad b_- = \frac{q_-}{k_-} \tag{64,1}$$

определяют скорости ионов при напряженности поля, равной единице. Эти величины называются подвижностями ионов. Они измеряются в $см^2/сек \cdot в$. Очевидно, подвижность ионов должна возрастать с уменьшением вязкости среды, что и наблюдается. С повышением температуры подвижность увеличивается как от понижения вязкости жидкости, так и от рассеивания сольватных оболочек, которое наблюдается с повышением теплового движения.

Оказалось, что подвижность ионов с увеличением концентрации уменьшается, хотя и не очень сильно. Ниже в таблице 3 приведены подвижности некоторых ионов, найденные для водных растворов малой концентрации при комнатной температуре.

Из приведенной таблицы видно, что скорости ионов незначительны; даже самый быстрый ион водорода при $E = 1$ $в/см$ имеет скорость примерно 12 $см/ч$.

Таблица 3

Ион	Подвижность, $см^2/сек \cdot в$	Ион	Подвижность, $см^2/сек \cdot в$
H^+	0,003263	OH^-	0,001802
K^+	0,000669	Cl^-	0,000677
Na^+	0,000450	NO_3^-	0,000639
Li^+	0,000346	Br^-	0,000694

Зная подвижность иона и его заряд, по формуле (64,1) можно найти коэффициенты трения ионов:

$$k_+ = \frac{q_+}{b_+}, \quad k_- = \frac{q_-}{b_-}.$$

Далее, уподобляя ион шарику, можно на основании закона Стокса ($F = 6\pi\eta r$) записать:

$$k_+ = 6\pi\eta r_+, \quad k_- = 6\pi\eta r_-,$$

где η — коэффициент вязкости среды, r_+ и r_- — эффективные радиусы ионов. Таким образом, по известным значениям k_+, k_- и η легко найти r_+ и r_-. Найденные таким способом радиусы ионов характеризуют их размеры вместе с сольватными оболочками.

UNREGISTERED COPY OF SCANPAPYRUS

Плотность тока, создаваемая движением отрицательных ионов, равна:

$$j_- = n_- q u_-,$$

где n_- — концентрация отрицательных ионов, q — заряд иона, u_- — скорость упорядоченного движения ионов. Аналогично для плотности тока положительных ионов можно написать:

$$j_+ = n_+ q u_+.$$

Полная плотность тока равна:

$$j = j_- + j_+ = n_- q u_- + n_+ q u_+.$$

Для бинарных электролитов справедливо

$$n_- = n_+ = \alpha n,$$

где α — коэффициент диссоциации, n — число молекул растворенного вещества в 1 $см^3$ электролита. Далее, используя подстановки

$$u_+ = b_+ E, \quad u_- = b_- E,$$

найдем:

$$j = nq\alpha (b_+ + b_-) E. \qquad (64,2)$$

Таким образом, в электролитах плотность тока пропорциональна напряженности поля (для электролитов справедлив закон Ома). Сравнивая формулу (64,2) с дифференциальной формой закона Ома $j=\gamma E$, находим, что удельная электропроводность электролита равна

$$\gamma = nq\alpha\left(b_+ + b_-\right), \quad (64,3)$$

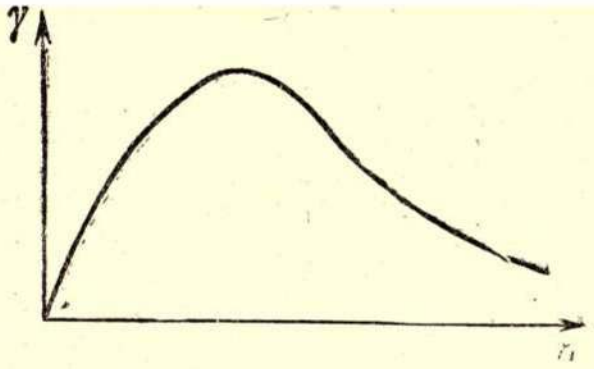


Рис. 5.5. Зависимость удельной проводимости электролита от концентрации.

Опыт показывает, что электропроводность электролитов с повышением температуры увеличивается. При нагревании электролита увеличивается диссоциация молекул и увеличивается подвижность ионов, что приводит к уменьшению сопротивления.

Схематическая кривая зависимости удельной проводимости электролитов от концентрации приведена на рисунке 5.5. Для объяснения хода этой кривой можно считать подвижности ионов не зависящими от концентрации электролитов. С уменьшением концентрации возрастает диссоциация молекул. Поэтому произведение $n\alpha$ при уменьшении концентрации сначала возрастает (преобладание роста α), а затем уменьшается (преобладание падения концентрации молекул растворенного вещества), так как при достаточно большом разведении практически все молекулы диссоциированы и $\alpha=1$.

UNREGISTERED COPY OF SCANPAPYRUS

При напряженностях поля в электролите порядка 10 000 *в/см* начинаются заметные отклонения от закона Ома. Это обусловлено тем, что при больших скоростях ионов изменяются условия взаимодействия между ионами и частицами среды; в результате подвижности ионов становятся функциями скорости их перемещения и, следовательно, функциями E, а зависимость j от E делается нелинейной.

§ 65. Электролиз. Вторичные химические реакции

При пропускании тока через электролитическую ванну электронные потоки в электродах замыкаются ионными потоками электролита. При этом у анода будет происходить превращение анионов в нейтральные атомы (или группы атомов) с отдачей электронов электроду; у катода — превращение катионов в нейтральные атомы (или группы атомов) с получением электронов от электрода.

При потере заряда ионы либо превращаются в нейтральные атомы, либо в группы атомов (радикалы), не могущие существо-

вать без избыточного заряда и поэтому вступающие в химическую реакцию с растворителем или материалом электродов. В обоих случаях у поверхности электродов происходит выделение новых веществ, отсутствующих в растворе; в этом заключается сущность электролиза. Химические реакции, которые вызываются нейтрализацией ионов, называются вторичными химическими реакциями.

Электролиз водного раствора HCl является примером простого разложения растворенного вещества без вторичных реакций. Молекулы HCl диссоциируют на ионы H^+ и Cl^-. При нейтрализации у электродов эти ионы превращаются в атомы H и Cl. С катода поднимаются пузырьки водорода, с анода — пузырьки хлора.

При электролизе раствора H_2SO_4, в воде на катоде выделяется водород. Если группа SO_4 не реагирует с материалом анода, то она вступает в реакцию с водой:

$$2SO_4 + 2H_2O = 2H_2SO_4 + O_2.$$

Результатом такого электролиза будет электролитическое разложение воды на водород и кислород.

При электролизе раствора едкого калия (KOH) в воде вторичные реакции имеют место у обоих электродов, и если материалы электродов не претерпевают изменений, то тогда у катода $2K+2H_2O=2KOH+H_2$, у анода $4OH+2H_2O=4H_2O+O_2$.

UNREGISTERED COPY OF SCANPAPYRUS

В этом случае результатом электролиза будет также разложение воды.

§ 66. Законы Фарадея

Явления электролиза с количественной стороны были изучены М. Фарадеем в 1834 г. Им были установлены два основных закона.

1. *Масса вещества, выделившегося на электроде, пропорциональна количеству прошедшего через электролит электричества:*

$$M = kQ, \qquad (66,1)$$

где k — электрохимический эквивалент, зависящий от химической природы вещества. Он численно равен массе вещества, выделяющегося на электроде при прохождении единицы заряда, и выражается обычно в граммах или миллиграммах на кулон. Значения электрохимических эквивалентов для некоторых веществ приведены в таблице 4.

При постоянной величине тока

$$M = kit. \qquad (66,2)$$

2. Второй закон Фарадея утверждает, что *электрохимические эквиваленты различных веществ прямо пропорциональны их*

Таблица 4

Вещество	Атомный вес, A	Валентность, ν	Электрохимический эквивалент k, мг/к
Серебро	107,9	1	1,1180
Медь	63,57	2	0,3294
Водород	1,008	1	0,01045
Кислород	16,000	2	0,08293
Хлор	35,46	1	0,3674

химическим эквизалентам. Химическим эквивалентом, или грамм-эквивалентом, называют число граммов, равное $\frac{A}{\nu}$, где A — атомный или молекулярный вес ионов, нейтрализующихся на электроде, ν — валентность иона.

Второй закон Фарадея выражается уравнением

$$k = \frac{1}{F} \cdot \frac{A}{\nu}. \qquad (66,3)$$

Объединяя оба закона Фарадея, найдем:

$$M = \frac{1}{F} \cdot \frac{A}{\nu} Q. \qquad (66,4)$$

Из последней формулы видно, что величина F равна заряду, необходимому для выделения 1 грамм-эквивалента какого-либо вещества. Эта величина называется числом Фарадея. Из опыта оказалось, что $F \approx 96\,500$ к на грамм-эквивалент.

UNREGISTERED COPY OF SCANPAPYRUS

Величина F является одной из основных постоянных современной физики.

§ 67. Объяснение законов Фарадея. Определение заряда электрона

Разобранная выше картина электропроводности электролитов позволяет вывести законы Фарадея. Если масса одного иона m, то при нейтрализации z ионов на электроде выделится масса вещества, равная

$$M = mz.$$

Заряд иона равен $q = \nu e$, где e — элементарный заряд равный заряду электрона. При нейтрализации z ионов через электролит пройдет количество электричества, равное

$$Q = \nu e z.$$

Легко видеть, что

$$M = \frac{m}{\nu e} Q.$$

Эта формула выражает первый закон Фарадея. Из нее следует, что электрохимический эквивалент определяется отношением массы иона к его заряду:

$$k = \frac{m}{ve}. \tag{67,1}$$

Атомный (молекулярный) вес вещества, выделяющегося при электролизе, равен:

$$A = Nm,$$

где m — масса иона, N — число Авогадро. Соответственно химический эквивалент равен:

$$\frac{A}{v} = \frac{Nm}{v}. \tag{67,2}$$

Из сравнения (67,1) и (67,2) находим:

$$k = \frac{1}{Ne} \cdot \frac{A}{v}. \tag{67,3}$$

Последняя формула выражает второй закон Фарадея. Из нее следует, что число Фарадея равно

$$F = Ne. \tag{67,4}$$

UNREGISTERED COPY OF SCANPAPYRUS

Стало быть, элементарный заряд равен:

$$e = \frac{F}{N}. \tag{67,5}$$

Таким образом, благодаря тому что электролитическими измерениями определено число Фарадея F, всякое измерение числа Авогадро позволяет определить по (67,5) элементарный заряд и обратно. Этим связываются и взаимно контролируются два ряда совершенно независимых и различных методов измерения N и e. Наиболее вероятным значением N в настоящее время считается:

$$N = 6{,}023 \cdot 10^{23} \text{ моль}^{-1}.$$

Подставляя это в (68,5), получим:

$$e = \frac{F}{N} = \frac{96\,500}{6{,}023 \cdot 10^{23}} \approx 1{,}6 \cdot 10^{-19} \text{ к} =$$

$$= 4{,}8 \cdot 10^{-10} \text{ СГСЭ ед. заряда.}$$

В пределах точности экспериментов к тому же значению приводят электростатические (§ 20) и другие способы измерения e.

§ 68. Электролитическая проводимость твердых тел

Электролитической проводимостью обладают также и некоторые твердые вещества. Характерным примером в этом отношении может служить каменная соль.

Кристаллическая решетка поваренной соли является ионной, в ней ионы натрия и хлора расположены по узлам кубов. При низких температурах каменная соль является хорошим изолятором. Но при высоких температурах, начиная с 400° С, она, оставаясь еще твердой (ее температура плавления 780° С), заметно проводит ток. Работами П. И. Лукирского, С. А. Щукарева и О. Н. Трапезниковой было показано, что при прохождении тока через поваренную соль соблюдаются законы электролиза Фарадея. Ими было обнаружено, что при температуре 400° С весь ток создается практически ионами натрия. При более высокой температуре возникает заметная подвижность и ионов хлора.

Электролитическая проводимость твердого кристалла обычно ведет к его разрушению. Так, при электролизе нагретой каменной соли у катода выделяется Na в виде заметных на глаз фиолетовых нитей (так называемых дендритов), проникающих в толщу кристалла.

Было найдено, что ионной проводимостью обладают кристаллы многих других соединений (KCl, $BaCl_2$, BaJ_2, $AgNO_3$ и т. д.).

UNREGISTERED COPY OF SCANPAPYRUS

Сложный механизм ионной проводимости кристаллов упрощенно можно представить следующим образом. При высокой температуре амплитуда колебаний ионов около их положения равновесия делается настолько значительной, что под влиянием теплового движения отдельные ионы будут обмениваться местами со своими соседями. Под действием поля происходит направленное смещение ионов. Однако этот механизм еще неясен в деталях.

Более изучена электролитическая проводимость стекла. Стекло не имеет кристаллической структуры и скорее может быть сравнено с жидкостью (переохлажденной), обладающей большой вязкостью. Стекло представляет также электролит, в котором ионы Na^+ при высокой температуре обладают заметной подвижностью. Проводимость стекла можно продемонстрировать следующим образом (рис. 5.6). Стеклянная палочка толщиной с карандаш включается через лампочку накаливания в осветительную цепь. При комнатной температуре сопротивление палочки велико, а поэтому ток

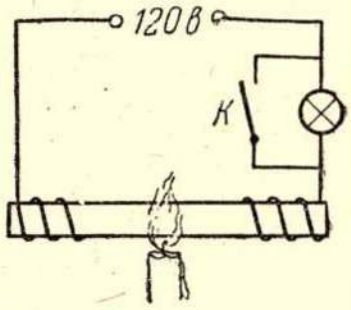


Рис. 5.6. Демонстрация проводимости стекла.

в цепи ничтожно мал и лампочка не горит. Если в пламени горелки нагреть палочку до 300—400° С, то ее сопротивление упадет и нить лампочки раскалится. После этого можно «закоротить» лампочку ключом и убрать горелку, дальнейшее нагревание стекла вызывается электрическим током. Через некоторое время стекло раскалится добела и каплями потечет вниз.

§ 69. Применение электролиза

Рассмотрим наиболее важные применения электролиза в технике.

В электрометаллургии путем электролиза расплавленных веществ добывают многие металлы. Например, натрий получают путем электролиза расплавленного едкого натра и поваренной соли; из расплавов $MgCl_2$ и $CaCl_2$ выделяют Mg и Ca.

Алюминий получают исключительно электролизом его расплавленной окиси. Сырьем для производства алюминия служит боксит, из которого, удаляя воду, получают окись алюминия Al_2O_3 (глинозем). Электролизу подвергается расплав глинозема в криолите Na_3AlF_6, который добавляется для понижения температуры плавления системы. В качестве электродов служат угольные пластины. Смесь поддерживается в расплавленном состоянии при 900° С теплом, выделяющимся при прохождении тока. Через ванну такого рода должен идти ток в десятки тысяч ампер, поэтому заводы, выпускающие алюминий, располагаются вблизи мощных электростанций.

UNREGISTERED COPY OF SCANPAPYRUS

В промышленности путем электролиза производится очистка или рафинирование металлов. Для этого очищаемый металл отливают в виде пластин и делают анодом в электролитической ванне. Электролитом служит раствор соли данного металла.

Наиболее широко этот способ применяется для очистки меди. Медь, выплавляемая из руд, содержит сернистые соединения, снижающие ее электропроводность. Из такой меди изготавливают массивные аноды. Электролитом служит водный раствор, содержащий 15% медного купороса и 10% серной кислоты. Медь, подвергающаяся очистке, при электролизе переводится в раствор в виде иона Cu^{++}, на катоде при этом после нейтрализации ионов выделяется чистая медь. Примеси меди осаждаются на дно ванны. Из этих примесей после дополнительной очистки выделяют такие ценные металлы, как золото, платину, серебро и др. Медь, из которой изготовляют провода, очищают таким путем до степени чистоты в 99,9%. Процесс очистки ведется при малых плотностях тока в больших ваннах, в которых соединяются параллельно 20 и более электродов.

Из других электролитических процессов имеет практическую важность получение щелочей калия и натрия. Они получаются

путем электролиза водных растворов поваренной соли и хлористого калия. В электролитах хлоридов имеются ионы металла и хлора. Ионы металла при нейтрализации у катода превращаются в атомы металла, которые, действуя на воду, дают щелочь и водород.

Электролитическое разложение воды на водород и кислород в настоящее время применяется в больших масштабах для получения этих газов, употребляемых для технических целей.

При длительном разложении больших масс воды выделяется тяжелая вода D_2O, имеющая большое значение в атомных установках (символом D обозначают дейтерий — тяжелый изотоп водорода с атомным весом 2). Благодаря несколько меньшей подвижности иона D^+ по сравнению с H^+ выделяющиеся при электролизе газы имеют пониженную концентрацию D_2, в растворе же, наоборот, повышается концентрация тяжелой воды.

Б. С. Якоби (1836) предложил электролитическим способом получать изображение предметов (гальванопластика). Для этого с предмета снимают негативный слепок из воска или гипса, покрывают его порошком графита для придания электропроводности, после чего электролитически осаждают на нем металл. Этим способом изготавливают типографские клише, а также многие другие металлические изделия сложной формы.

Электролитическое осаждение металлов широко применяется для покрытия одних металлов слоем других (гальваностегия) с целью украшения или предохранения от коррозии (электролитическое серебрение, золочение и хромирование, покрытие железа цинком и т. д.). Непроводящие предметы также могут быть металлизированы, если их поверхность предварительно покрыть лаком, а затем натереть графитовым порошком.

UNREGISTERED COPY OF SCANPAPYRUS

В заключение необходимо отметить еще электролитическую полировку металлических поверхностей. Этот новый метод обработки изделий был разработан советскими инженерами. Изделие служит в электролитической ванне анодом, растворяющимся при электролизе. При наличии шероховатостей у поверхности электролитическое растворение происходит быстрее у выступов и заострений, так как напряженность поля, а следовательно, и плотность тока возле них больше. В этом заключается сущность электролитической полировки.

§ 70. Электролитические конденсаторы

Явление электролиза используется в электролитических конденсаторах, широко применяемых в радиотехнике. Они имеют два алюминиевых электрода, находящихся в электролите из смеси борной кислоты (H_3BO_3) и раствора аммиака (NH_4OH) с добавкой глицерина. Схематически устройство конденсатора

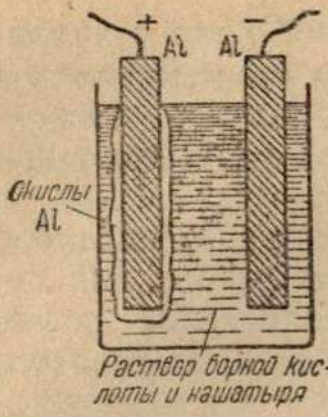


Рис. 5.7. Схема устройства электролитического конденсатора.

показано на рисунке 5.7. При пропускании тока анод покрывается изолирующей пленкой окисла алюминия, и ток падает практически до нуля. Пленка выдерживает разность потенциалов до 40 *в*. В результате образуется конденсатор, состоящий из двух проводников (одним из которых будет положительный электрод, другим — электролит вместе с отрицательным электродом), разделенных изолирующим слоем окисла алюминия. Ввиду весьма малой толщины изолирующей пленки емкость конденсатора оказывается очень большой.

В технических электролитических конденсаторах между тонкими листами алюминия прокладывается бумага, пропитанная электролитом. Положительный электрод предварительно обрабатывается для получения слоя окисла. Такие устройства позволяют получать конденсаторы очень небольших размеров в сотни микрофарад при напряжении в несколько сотен вольт.

Следует иметь в виду, что электролитические конденсаторы обладают определенной полярностью. При обратном включении их в цепь изолирующий слой исчезает и через конденсатор проходит большой ток, разрушающий конденсатор.

UNREGISTERED COPY OF SCANPAPYRUS

Одним из существенных недостатков электролитических конденсаторов является наличие в них сравнительно большой утечки.

§ 71. Электрохимические потенциалы

Опыт показывает, что при погружении металла в электролит наблюдается их взаимная электризация (на металле и электролите появляются заряды противоположных знаков), при этом металл относительно электролита будет иметь определенный потенциал, который называется электрохимическим потенциалом.

Возникновение электрохимического потенциала качественно можно объяснить следующим образом. Атомы металла находятся в тепловом движении, а поэтому в отдельных случаях они будут выходить за пределы металла и образовывать пары данного вещества. Но при обычных условиях для твердых металлов пары практически отсутствуют из-за большой работы выхода (из-за большого потенциального барьера границы металл — вакуум).

При контакте металла с электролитом под воздействием полярных молекул растворителя понижается потенциальный барьер границы металл — жидкость для выхода положительных

ионов металла и создаются благоприятные условия для их перехода в раствор. Это происходит потому, что полярные молекулы растворителя окружают своими отрицательными зарядами атомы металла, отталкивают от них валентные электроны и облегчают переход положительных ионов из металла в раствор (этот процесс аналогичен процессу сольватации).

Рассмотрим контакт металла со слабым раствором его соли, например Zn с водным раствором $ZnSO_4$. Вследствие действия полярных молекул воды на цинковую пластину, установится пониженная работа выхода для ионов Zn^{++}, что способствует растворению металла. И если концентрация ионов цинка в растворе достаточно мала, то цинковая пластина начнет растворяться и заряжаться отрицательным электричеством: положительные ионы цинка, уходя в раствор, оставляют на пластине свои валентные электроны. Раствор же в целом начнет заряжаться положительно. На границе металла с раствором возникнет двойной электрический слой молекулярной толщины из ионов и электронов (рис. 5.8).

Понятно, что повышение концентрации ионов Zn^{++} вблизи пластины и появление разности потенциалов между пластиной и раствором замедляет растворение цинка. Процесс закончится установлением динамического равновесия между металлом и раствором, при котором поток переходящих ионов из металла в раствор компенсируется обратным потоком ионов, осаждающихся на металле. Разность потенциалов между металлом и раствором при их динамическом равновесии и будет электрохимическим потенциалом.

UNREGISTERED COPY OF SCANPAPYRUS

В первом приближении потенциал зависит только от свойств металла и от концентрации его ионов в растворе. Можно подобрать раствор с такой концентрацией ионов, при котором электрохимический потенциал соответствующего металла равен нулю. В этом случае соприкосновение электролита и металла не ведет к растворению последнего, так как концентрация ионов соответствует их динамическому равновесию с металлом.

Электрохимический потенциал образуется и при контакте металла с чистым растворителем (водой), при этом металл заряжается более отрицательно, нежели в случае его контакта с раствором соли, содержащим ионы этого металла.

Если металл погрузить в раствор его соли с достаточно большой концентрацией, т. е. как бы пересыщенный его ионами, то некоторая часть последних выделится на металле и металл зарядится положительно, а электролит — отрицательно.

На основании изложенного можно предположить, что для данного металла наличие

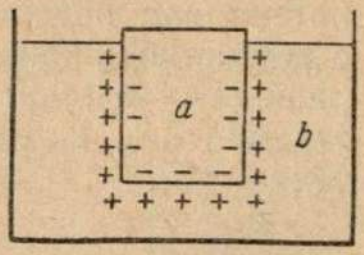


Рис. 5.8. Взаимная электризация металла (*a*) и слабого раствора его соли (*b*).

в электролите других ионов, кроме ионов этого металла, не должно существенно оказывать влияния на электрохимический потенциал. Например, контакт цинка с растворами $ZnSO_4$ и $ZnCl_2$ должен порождать один и тот же потенциал цинка, если только концентрация ионов Zn^{++} в обоих растворах одинакова. Действительно, опыт показывает, что электрохимический потенциал данного металла не зависит от природы анионов электролита. В то же время наличие в растворе ионов других металлов или водорода влияет на потенциал данного электрода. Объяснение этому явлению можно найти в специальной литературе.

Если брать концентрацию ионов металла в электролите одной и той же, то электрохимический потенциал будет зависеть только от свойств металла. Условились брать раствор с содержанием в одном литре 1 грамм-эквивалента ионов металла (раствор нормальной концентрации). Электрохимический потенциал в таком растворе называется абсолютным нормальным электрохимическим потенциалом.

При измерении электрохимического потенциала U необходимо подключить проводами измерительный прибор к металлу и жидкости, но в месте контакта провода и раствора образуется новый электрохимический потенциал U', поэтому прибором может быть измерено лишь относительное значение $U - U'$.

Для практических целей важно знать не столько абсолютные значения электрохимических потенциалов, сколько их относительные значения для разных металлов. Для измерений относительных электрохимических потенциалов условились применять в качестве второго электрода нормальный водородный электрод, состоящий из платины, насыщенной водородом и находящейся в растворе с нормальной концентрацией ионов водорода.

UNREGISTERED COPY OF SCANPAPYRUS

Электрохимический потенциал электрода в растворе его соли с нормальной концентрацией ионов, измеренный относительно водородного электрода, называется нормальным электрохимическим потенциалом.

В физической химии разработаны методы измерения нормальных электрохимических потенциалов и способы вычисления потенциала водородного электрода (относительно электролита с нормальной концентрацией ионов водорода), который оказался равным $U' = +0{,}274$ *в*. Зная нормальный электрохимический потенциал $U_н$, можно определить абсолютный нормальный потенциал U:

$$U = U_н + 0{,}274 \text{ в}.$$

На основании дополнительных соображений по абсолютному нормальному потенциалу какого-либо металла можно вычислить его потенциал относительно раствора любой концентрации.

Ниже для комнатных температур (табл. 5) приведены значения абсолютных нормальных электрохимических потенциалов для некоторых веществ.

Таблица 5

Вещество	Ионы	U, в	Вещество	Ионы	U, в
Водород	H^+	$+0{,}274$	Ртуть	Hg^+	$+1{,}13$
Калий	K^+	$-2{,}65$	Свинец	Pb^{++}	$+0{,}15$
Натрий	Na^+	$-2{,}45$	Медь	Cu^{++}	$+0{,}61$
Цинк	Zn^{++}	$-0{,}50$	Серебро	Ag^+	$+1{,}07$

§ 72. Гальванические элементы

Всякий гальванический элемент имеет два электрода, находящихся в контакте с электролитом. Э. д. с. гальванического элемента определяется разностью электрохимических потенциалов его электродов.

В качестве примера рассмотрим элемент Даниеля (рис. 5.9). В нем цинковый электрод погружен в раствор цинкового купороса, а медный — в раствор медного купороса. Оба раствора отделены друг от друга пористой перегородкой из необожженной глины, которая не препятствует движению ионов, но предохраняет растворы от их быстрого перемешивания.

UNREGISTERED COPY OF SCANPAPYRUS

Пусть концентрация обоих растворов нормальная. В этом случае абсолютный электрохимический потенциал меди равен $+0{,}61$ *в*, а соответствующий потенциал цинка равен $-0{,}50$ *в*. Э. д. с. такого элемента равна:

$$\mathcal{E} = U_{Cu} - U_{Zn} = 0{,}61 - (-0{,}50) = 1{,}11 \text{ в}.$$

Если соединить полюсы элемента Даниеля проводником, то разница в их потенциалах приводит к переходу электронов с цинковой пластины на медную. Цинк будет иметь отрицательный заряд, но меньший, нежели это необходимо для равновесия, поэтому ионы цинка начнут более интенсивно переходить в раствор и двигаться от цинка. В то же время поток электронов во внешней цепи к медному электроду понизит потенциал меди и явится причиной более интенсивного перемещения ионов меди к положительному электроду и осаждения их на этом электроде. В результате такого самопроизвольного процесса раствор в левой части сосуда непрерывно обогащается положительны-

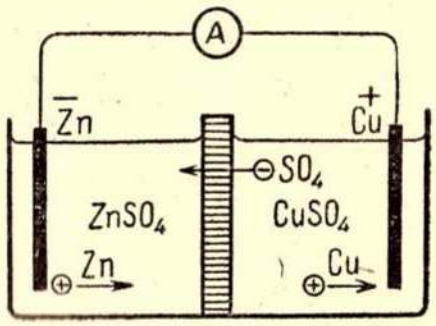


Рис. 5.9. Схема действия элемента Даниеля.

ми ионами Zn^{++}, а раствор в правой части сосуда обедняется ионами меди. Это приводит к тому, что отрицательно заряженные ионы SO_4^{--} перемещаются через пористую перегородку в левую часть сосуда. Здесь они, встречаясь с положительными ионами Zn^{++}, образуют соль, которая выпадает на дно. В описанном элементе протекает превращение цинка в сульфат цинка, а медь осаждается из раствора сульфата меди:

$$Zn + CuSO_4 = Cu + ZnSO_4.$$

Таким образом, химические превращения в рассматриваемом элементе в конечном счете сводятся к реакции замещения цинком меди в медном купоросе.

Значение э. д. с. элемента Даниеля приближенно можно оценить, основываясь на законе сохранения энергии. Из термохимии известно, что замещение цинком меди в медном купоросе сопровождается выделением энергии в количестве

$$\Delta W = 5 \cdot 10^4 \text{ кал/моль} \approx 2 \cdot 10^{12} \text{ эрг/моль}.$$

За счет этой энергии имеет место работа э. д. с. источника $\Delta A = Q\mathcal{E}$, где $\mathcal{E}$ — э. д. с. элемента, Q — перенесенный заряд. Можно записать:

$$\Delta W = Q\mathcal{E}, \text{ или } \mathcal{E} = \frac{\Delta W}{Q}.$$

Величину перенесенного электрического заряда при растворении моля цинка легко вычислить. Заряд двухвалентного иона цинка численно равен удвоенному заряду электрона $+2e$. Поэтому при растворении одного моля цинка от электрода переносится электрический заряд $Q = 2eN$, где N — число Авогадро. Отсюда получим:

$$\mathcal{E} = \frac{\Delta W}{2eN}.$$

Подставляя численные значения, найдем:

$$\mathcal{E} = \frac{2 \cdot 10^{12}}{2 \cdot 4{,}8 \cdot 10^{-10} \cdot 6 \cdot 10^{23}} \text{ СГСЭ} \approx 3{,}5 \cdot 10^{-3} \text{ СГСЭ} = 1{,}05 \text{ в},$$

что хорошо совпадает с вычислениями, приведенными в начале этого параграфа.

Другим примером гальванического элемента является элемент Вольта, в котором цинковый и медный электроды погружены в раствор серной кислоты. Водный раствор серной кислоты не содержит ионов Cu^{++} и Zn^{++}, но вблизи медного и цинкового электродов при контакте с раствором возникают слои молекулярной толщины, содержащие эти ионы. Э. д. с. элемента Вольта, определяемая разностью электрохимических потенциалов его электродов, равна около 1,1 *в*.

UNREGISTERED COPY OF SCANPAPYRUS

§ 73. Поляризация гальванических элементов. Деполяризация

При замыкании элемента Вольта (§ 72) на внешнюю цепь положительные ионы цинка начнут переходить с цинкового электрода (катода) в раствор, внутри элемента этот процесс вызывает перемещение положительных ионов водорода от цинка к меди. Ионы водорода, разряжаясь, образуют газовую пленку около медного электрода (анода). Выделение газа влечет за собой два последствия: во-первых, пленка водорода увеличивает внутреннее сопротивление элемента; во-вторых, сам водород дает дополнительный электрохимический потенциал, направленный против э. д. с. элемента.

Явление такого рода называется *поляризацией элемента*; дополнительный электрохимический потенциал, возникающий при поляризации, называется э. д. с. *поляризации*. Поляризация возникает вследствие того, что при работе элементов выделяются вещества, отличные от материала электродов.

Явление поляризации ухудшает работу элемента, поэтому ток поляризующегося источника с течением времени падает.

Применяют два способа *деполяризации элементов*. Один из них заключается в использовании двух жидкостей, подобранных так, чтобы не происходило выделения новых веществ на электродах. Такие источники требуют для разделения жидкостей перегородок и притом таких, которые предохраняют от смешения электролиты, но не препятствуют обмену их ионов. Подобный способ деполяризации имеет место в элементе. Даниеля (§ 72).

UNREGISTERED COPY OF SCANPAPYRUS

Второй способ заключается в применении сильных окислителей (деполяризаторов), которые связывают водород с кислородом, в результате чего получается вода. Такого рода деполяризация используется в *элементе Лекланше*.

В элементе Лекланше отрицательным полюсом является цинк, положительным — угольный стержень, окруженный перекисью марганца MnO_2. Электролитом является 15-процентный раствор нашатыря NH_4Cl. Перекись марганца служит деполяризатором. Э. д. с. этого элемента несколько менее 1,5 *в*.

§ 74. Поляризация при электролизе

Явление поляризации происходит не только в гальванических элементах, но и при всяком электролизе, в котором выделяющиеся вещества отличны от материала электродов.

Пример такой поляризации наблюдается при электролизе водного раствора серной кислоты. Если пропустить ток от

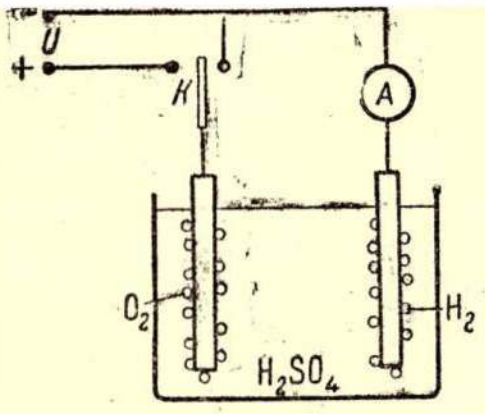


Рис. 5.10. Поляризация при электролизе водного раствора H_2SO_4.

внешнего источника через цепь, состоящую из сосуда с двумя одинаковыми платиновыми электродами, опущенными в разбавленную серную кислоту, гальванометра и переключателя (рис. 5.10), то вначале пойдет довольно значительный ток. В результате разложения воды анод постепенно покроется слоем кислорода, катод — слоем водорода, в чем и состоит в данном случае поляризация электродов, ведущая к возникновению э. д. с. поляризации.

Э. д. с. поляризации $\mathcal{E}$ возникающая при электролизе, направлена против внешнего напряжения U, поэтому зависимость тока через электролит от приложенного к электродам напряжения имеет вид:

$$i = \frac{U - \mathcal{E}}{R}, \qquad (74,1)$$

где R — сопротивление столба электролита.

Э. д. с. поляризации зависит от материала электродов, природы электролита и выделяющихся веществ. В частности, э. д. с. поляризации может быть равна нулю. Например, при электролизе раствора медного купороса в электролитической ванне с медными электродами поляризация отсутствует, так как в этом процессе материал электродов не изменяется.

UNREGISTERED COPY OF SCANPAPYRUS

Из формулы 74,1 следует, что при наличии поляризации выделение вещества при электролизе может быть только при напряжениях, больших некоторого порогового значения напряжения, равного $U_0 = \mathcal{E}$ (напряжение разложения электролита). Для разных веществ напряжение разложения различно, что часто позволяет отделять их друг от друга. Так, например, если в электролите имеются ионы меди и цинка, то электролизом можно отделить медь от цинка вследствие разного их напряжения разложения (у меди меньше, нежели у цинка). Этим пользуются при очистке металлов.

Если в опыте, изображенном на рисунке 5.10, отключить источник тока, то оба электрода окажутся покрытыми газами, образуется гальванический элемент, у которого катодом будет водородный электрод, анодом — кислородный. Э. д. с. такого газового элемента равна примерно 1,15 *в*. Если этот элемент при помощи переключателя замкнуть на гальванометр помимо внешнего источника (рис. 5.10), то в цепи пойдет ток, направление которого противоположно направлению тока электролиза. Величина этого тока равна:

$$i = \frac{\mathcal{E}}{R},$$

где R — сопротивление замкнутой цепи. Когда израсходуется накопленный запас обоих газов, э. д. с. снова станет равной нулю и ток в цепи прекратится.

Такие элементы, которые, подобно вышеописанному, требуют предварительного электролиза, называют вторичными элементами или аккумуляторами.

§ 75. Аккумуляторы

Аккумулятором называется устройство, в котором э. д. с. возбуждается электролизом при пропускании через него тока от постороннего источника. Для того чтобы аккумулятор оказался практически ценным, необходимо, чтобы он длительно не разряжался сам на себя при разомкнутой внешней цепи и чтобы в нем не происходили изменения, делающие его непригодным для дальнейшей работы.

Рассмотрим аккумуляторы, получившие наибольшее распространение — кислотные (или свинцовые) и щелочные.

В кислотных аккумуляторах электродами являются свинцовые решетки, заполненные окислами свинца. Ячейки решеток положительного электрода заполняются пастой из сурика Pb_3O_4, а отрицательного — глетом PbO (рис. 5.11). Электроды опускаются в сосуд с разбавленный раствор серной кислоты, в котором окислы свинца превращаются в мелкокристаллический сульфат свинца $PbSO_4$. Корпус таких аккумуляторов обычно изготавливают из пластмассы или эбонита. При зарядке аккумулятора, т. е. при пропускании через него постоянного тока, происходит электролиз. При этом на катоде из электролита выделяется водород, под воздействием которого протекают восстановительные процессы с образованием чистого свинца; на аноде же выделяющийся кислород вызывает окислительные процессы с образованием перекиси свинца PbO_2.

UNREGISTERED COPY OF SCANPAPYRUS

При разряде ток внутри аккумуляторов направлен от катода к аноду, при этом химические реакции у электродов будут протекать в обратном направлении.

Промежуточные химические реакции процессов зарядки и разрядки свинцовых аккумуляторов в настоящее время не совсем выяснены. Конечный же результат этих процессов по современным представлениям можно выразить уравнением суммарной реакции так:

$$PbSO_4 + 2H_2O + PbSO_4 \underset{\text{разрядка}}{\overset{\text{зарядка}}{\rightleftharpoons}} PbO_2 + 2H_2SO_4 + Pb.$$

Э. д. с. такого аккумулятора при зарядке поднимается до 2,2 *в*, затем долгое время остается неизменной и в конце зарядки быстро поднимается до 2,7 *в*. Конец зарядки характери-

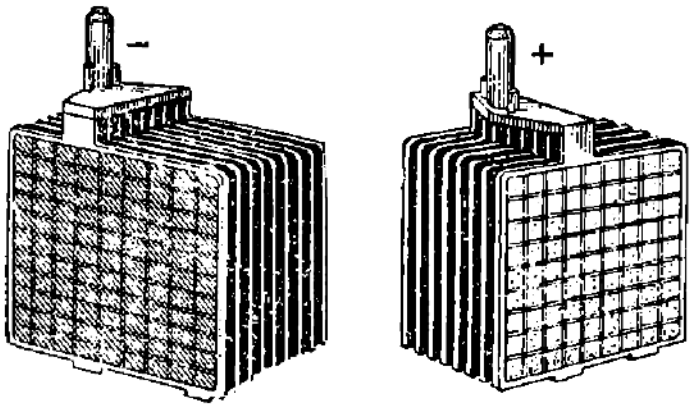


Рис. 5.11. Электроды свинцового аккумулятора.

зуется бурным выделением газов. При разрядке процессы идут в обратном порядке — сначала э. д. с. быстро падает с 2,7 до 2,2 *в*, а затем долго остается постоянной. К концу разрядки э. д. с. снова начинает падать. Обычно ее не доводят ниже 1,85 *в*, так как при более глубоком разряде мелкозернистый сульфат необратимо переходит в крупнокристаллический (сульфатация пластин), что приводит к порче аккумулятора.

Наибольшее количество электричества, которое можно получить от заряженного аккумулятора, называется емкостью аккумулятора. Эта величина измеряется в ампер-часах, т. е. произведением тока в амперах на время разряда в часах. Емкость свинцового аккумулятора пропорциональна количеству двуокиси свинца, образовавшегося при зарядке. Для увеличения емкости положительные и отрицательные электроды делаются составными из нескольких параллельно соединенных пластин, при сборке одни из них вставляются в пазы между другими. (В собранном блоке крайние пластины должны быть отрицательными.)

UNREGISTERED COPY OF SCANPAPYRUS

К. п. д. современных свинцовых аккумуляторов достигает 80%.

Из щелочных аккумуляторов наибольшее распространение получили кадмиево-никелевые аккумуляторы. В них электродами являются решетки из стали, покрытые никелем. Ячейки положительного электрода заполнены гидратом закиси никеля $Ni(OH)_2$, отрицательного — гидратом закиси кадмия и железа $Cd(OH)_2$, $Fe(OH)_2$. Электроды помещены в стальную коробку, к которой присоединен положительный электрод. На рисунке 5.12 изображены электроды такого аккумулятора без корпуса. При сборке отрицательные пластины вставляются в пазы между положительными пласти-

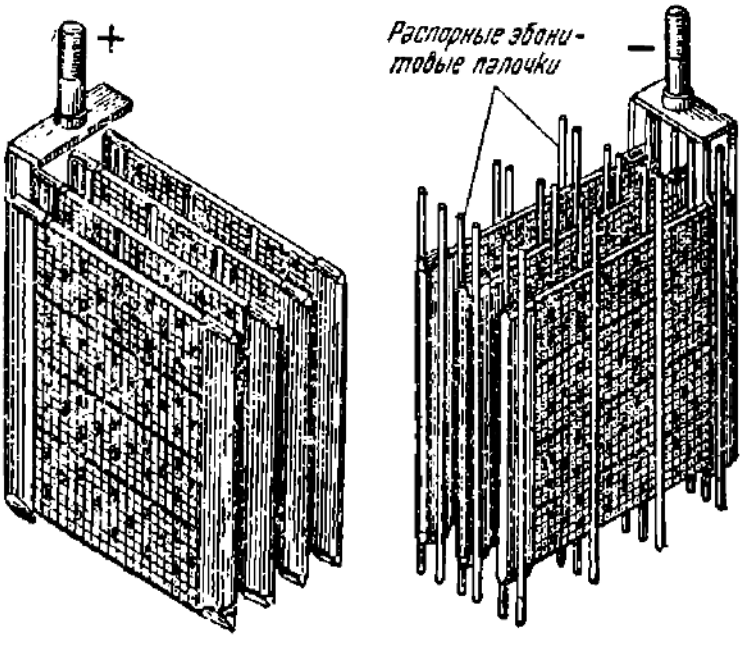


Рис. 5.12. Электроды кадмиево-никелевого щелочного аккумулятора.

нами. Электролитом щелочного аккумулятора служит 20-процентный раствор КОН.

Схематически реакции при зарядке и разрядке в кадмиево-никелевых аккумуляторах можно представить так:

$$\left.\begin{array}{l} Fe(OH)_2 + 2Ni(OH)_2 \underset{\text{разряд}}{\overset{\text{заряд}}{\rightleftharpoons}} Fe + 2Ni(OH)_3 \\ Cd(OH)_2 + 2Ni(OH)_2 \underset{\text{разряд}}{\overset{\text{заряд}}{\rightleftharpoons}} Cd + 2Ni(OH)_3 \end{array}\right\}$$

При зарядке аккумулятора активная масса положительных пластин окисляется, при этом гидрат закиси никеля $Ni(OH)_2$ переходит в гидрат окиси никеля $Ni(OH)_3$, а активная масса отрицательных пластин $Fe(OH)_2$ и $Cd(OH)_2$ восстанавливается и превращается в губчатое железо Fe и губчатый кадмий Cd. При разрядке все процессы протекают в обратном направлении.

В конце зарядки э. д. с. щелочного аккумулятора достигает 1,8 *в*, при разрядке она очень быстро падает до 1,2—1,15 *в*. Разрядка прекращается при э. д. с. примерно равной 1 *в*.

Железо-никелевый аккумулятор по своему устройству мало отличается от кадмиево-никелевых и имеет почти одинаковые с ним электрические характеристики. Их отличие состоит только в том, что активная масса отрицательных пластин железо-никелевых аккумуляторов не содержит кадмия, а состоит только из электрохимически активного железа. Отрицательный электрод таких аккумуляторов соединен с корпусом.

UNREGISTERED COPY OF SCANPAPYRUS

Железо-никелевые аккумуляторы при низких температурах работают значительно хуже кадмиево-никелевых. При высоких температурах они обладают большим саморазрядом. По этим причинам применение железо-никелевых аккумуляторов ограничено.

Преимуществом щелочных аккумуляторов перед кислотными является больший срок службы, простота ухода и то, что они не боятся механических сотрясений и коротких замыканий в цепи. Благодаря этим преимуществам, несмотря на меньшую э. д. с., меньшую емкость (на единицу веса) и меньший к. п. д. (порядка 60%), эти аккумуляторы нашли широкое применение в ряде стационарных и передвижных установок.

§ 76. Топливные элементы

В наши дни около 97% потребности человечества в энергии удовлетворяется за счет запасов природного топлива, которое используется с низким к. п. д. (к. п. д. самых современных паровых турбин не превышает 40—45%). Большой научной проблемой, важной для практики, является непосредственное превращение энергии, выделяющейся при горении, в электри-

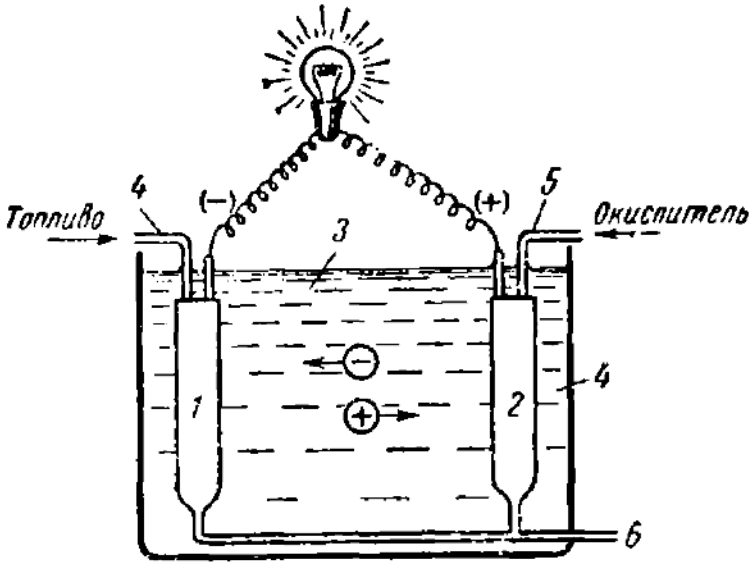


Рис. 5.13. Схема топливного элемента: *1* и *2* — отрицательный и положительный электроды; *3* — электролит; *4* — подвод топлива; *5* — подвод окислителя; *6* — отвод продуктов реакции.

ческую энергию. Идея превращения химической энергии топлива в электрическую высказывалась еще в середине прошлого века, но только в настоящее время она стала близка к осуществлению.

Превращение химической энергии топлива в электрическую возможно в электрохимических устройствах, называемых топливными элементами. Топливный элемент представляет собой разновидность гальванического элемента, в котором активным материалом отрицательного электрода («горючего») являются газообразные или жидкие вещества (например, водород, метан, спирты и др.). В качестве активного материала положительного электрода обычно используют кислород. Как «горючее», так и окислитель подводятся к инертным металлическим или угольным электродам.

UNREGISTERED COPY OF SCANPRO3

На рисунке 5.13 приведена схема топливного элемента. Два электрода погружены в раствор электролита. К поверхности одного из них подводится восстановитель (вещество, отдающее электроны), к поверхности другого — окислитель (вещество, принимающее электроны). Электрод *1* приобретает более отрицательный потенциал, нежели электрод *2*. При замыкании электродов на внешнюю цепь возникает электрический ток. При работе генератора непрерывно подводятся топливо и окислитель и все время удаляются продукты реакции.

При непосредственном взаимодействии активных материалов электродов вся энергия расходовалась бы на нагревание системы. В топливных элементах превращение химической энергии в электрическую основано на пространственном разделении процессов окисления и восстановления: электроны, образующиеся в результате окисления на катоде, переходят через внешнюю электрическую цепь к положительному электроду, где участвуют в процессе восстановления. Как показывают вычисления, к. п. д. таких превращений энергии близок к 100%.

Работа по созданию топливных элементов ведется чрезвычайно интенсивно. Уже созданы первые образцы таких устройств и скоро они успешно будут конкурировать с бензиновыми и другими тепловыми двигателями.

ЭЛЕКТРИЧЕСКИЙ ТОК В ГАЗАХ

§ 77. Общие сведения об электропроводности газов

Исследование электрического тока в газах оказалось чрезвычайно важным и явилось основой учения об атмосферном электричестве, привело к открытию катодных и рентгеновских лучей и фотоэффекта. В настоящее время ведутся работы в области использования мощных газовых разрядов для получения управляемых термоядерных реакций.

Газы при не слишком высоких температурах и при давлениях, близких к атмосферному, являются хорошими изоляторами. Если поместить в сухом атмосферном воздухе изолированный электрометр, то его заряд долгое время практически останется неизменным. Это объясняется тем, что в газах при обычных условиях чрезвычайно мало свободных носителей электричества.

Помещая вблизи заряженного электрометра пламя свечи, можно наблюдать быстрый спад отклонения электрометра. В этом случае проводимость газа вызывается повышением температуры. Газ может стать электропроводным и в результате других внешних воздействий: радиоактивных излучений, ультрафиолетовых и рентгеновских лучей.

Такого рода внешние воздействия вызывают в газе появление заряженных частиц (ионов и электронов), обусловливающих электропроводность.

Процесс образования ионов называют *ионизацией газов*, а возбудителей ионизации — *ионизаторами*. Под воздействием ионизатора нейтральная молекула газа теряет один или несколько электронов, в результате остаток молекулы становится положительным ионом. Часть свободных электронов захватывается нейтральными атомами, при этом образуются отрицательные ионы.

Отрыв электрона от атома (ионизация атома) требует определенной энергии — *энергии ионизации*, которая для атомов различных веществ различна. Энергию ионизации принято измерять в электрон-вольтах.

В таблице 6 приведены значения энергии ионизации атомов и молекул различных веществ.

Таблица 6

Вещество	H_2	He	CO_2	N_2	O_2	Ne	Na
Энергия ионизации, *эв* . . .	15,4	24,45	14,4	15,8	12,5	21,48	5,12

При столкновении молекулы с какой-либо частицей возможна ионизация — выбивание электрона. Для того чтобы ионизация при этом имела место, необходимо наличие у ударяющей частицы кинетической энергии, равной или большей энергии ионизации ударяемой молекулы.

Заряженную частицу (электрон, ион) можно ускорить электрическим полем до нужной кинетической энергии:

$$\frac{mv^2}{2} = qU, \qquad (77,1)$$

где q — заряд частицы, U — разность потенциалов электрического поля. Разность потенциалов, которую необходимо пройти электрону, чтобы его энергия стала равна энергии ионизации данного вещества, называется ионизационным потенциалом. Произведение из заряда электрона и ионизационного потенциала определяет энергию ионизации атомов (молекул) вещества.

UNREGISTERED COPY OF SCANPAPYRUS

При обычных температурах средняя кинетическая энергия молекул газа намного меньше энергии ионизации, поэтому только отдельные из них могут ионизировать ударяемые молекулы, порождая небольшое число ионов и электронов. При наложении на ионизированный газ электрического поля возникает упорядоченное движение положительных ионов к катоду, а отрицательных ионов и электронов — к аноду.

Если электропроводность в газе возникает под воздействием ионизаторов, а с удалением последних прекращается, то имеет место несамостоятельный разряд. В газах при определенных условиях возможно возбуждение большой проводимости за счет воздействия электрического поля. В этом случае говорят о самостоятельном разряде.

В отсутствие электрического тока процесс ионизации уравновешивается обратным процессом взаимной рекомбинацией (молизацией) ионов в нейтральные молекулы. При наличии тока ионизация не уравновешивается молизацией, так как часть ионов под воздействием поля уводится из объема газа на электроды.

Если при ионизации для отрыва электрона от атома необходима энергия, то при рекомбинации эта энергия выделяется

большей частью в виде светового излучения. При достаточной интенсивности рекомбинации электрический ток в газах сопровождается заметным свечением. Излучение, порождаемое рекомбинацией, является одной из причин свечения многих форм газового разряда. Такого рода свечение используется в газосветных рекламных трубках.

§ 78. Подвижность газовых ионов

При наложении электрического поля на газ в нем возникает направленное движение ионов. При столкновениях с нейтральными молекулами ионы теряют ту энергию направленного движения, которую получают при ускоренном движении между столкновениями. Средняя скорость направленного движения ионов есть средняя скорость их ускоренного движения на средней длине свободного пробега. Поэтому скорость упорядоченного движения газовых ионов, как и ионов электролита, достаточно точно пропорциональна напряженности электрического поля:

$$v_{\pm} = b_{\pm} E, \tag{78,1}$$

где b_+ и b_- — подвижности ионов, численно равные скоростям положительных и отрицательных ионов при напряженности, равной единице.

UNREGISTERED COPY OF SCANPAPYRUS

Подвижность ионов данного типа тем больше, чем больше длина их свободного пробега. А длина свободного пробега будет в широких пределах обратно пропорциональна давлению газа. Поэтому подвижность ионов обратно пропорциональна давлению газа:

$$bp = \text{const}. \tag{78,2}$$

Рассмотрим простейший способ определения подвижности ионов путем задерживания ионов струей газа. Пусть A_1 и A_2 (рис. 6.1) — две сетки, помещенные в газ, который находится под действием ионизатора. Если сетка A_1 заряжена отрицательно, а сетка A_2 — положительно, то отрицательные ионы движутся по направлению к сетке A_2 со скоростью $v_- = b_- E$. Наличие зарядов отмечается электрометром. Если теперь продувать газ через сетку A_2 по направлению к сетке A_1 со скоростью v (указано на рис. 6.1 стрелками), то скорость движения ионов станет $b_- E - v$. При увеличении скорости v можно достигнуть такого состояния, при котором $b_- E - v = 0$, при этом отрицательные ионы перестанут попадать на сетку A_2, и электрометр перестанет заряжаться.

Далее, зная E и v, из соотношения $b_- E = v$ определяют подвижность отрицательных газовых ионов b_-.

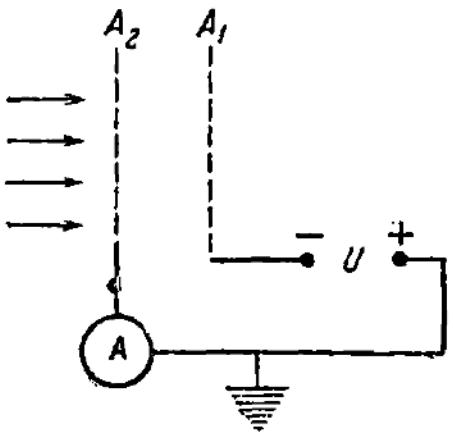


Рис. 6.1. Схема простейшего способа определения подвижности ионов.

Изменив знак заряда сеток A_1 и A_2, можно таким же способом определить подвижность положительных ионов.

Результаты измерений подвижностей некоторых положительных газовых ионов при давлении в 1 *атм* приведены в таблице 7.

Подвижность ионов, особенно отрицательных, сильно зависит от примесей газа. Например, в совершенно чистом гелии подвижность отрицательных ионов достигает огромной величины 500 $\frac{см^2}{сек \cdot в}$. Это объясняется тем, что при ионизации в чистом гелии появляются свободные электроны, подвижность которых очень велика. При наличии же малых примесей кислорода в гелии свободные электроны оседают на нейтральных молекулах кислорода и образуют отрицательные молекулярные ионы с относительно малой подвижностью.

Понятно, что подвижность газовых ионов намного больше подвижностей ионов электролита.

Таблица 7

UNREGISTERED COPY OF SCANPAYRUS

Газ	Подвижность b_+, $\frac{см^2}{сек \cdot в}$	Газ	Подвижность b_+, $\frac{см^2}{сек \cdot в}$
H_2	5,91	N_2	1,27
O_2	1,29	CO	1,10
He	5,09	Cl_2	0,65

§ 79. Длины свободного пробега электронов в газе

Средняя длина свободного пробега газовых молекул определяется известной формулой молекулярной физики:

$$\lambda = \frac{1}{\sqrt{2}\,\pi\sigma^2 n_0}, \qquad (79,1)$$

где n_0 — число молекул в единице объема, σ — эффективный диаметр молекул, равный сумме эффективных радиусов r и r' сталкивающихся молекул:

$$\sigma = r + r'.$$

Заметим, что $\sqrt{2}$ в знаменателе приведенной формулы является следствием учета относительного движения соударяющихся молекул.

Движение электронов в газовой среде подобно движению газовых молекул. Длина свободного пробега электрона, характеризующая средний путь между двумя последовательными столкновениями с молекулами газа, может быть определена из (79,1) при учете двух обстоятельств. Первое из них заключается в том, что радиус электрона намного меньше радиуса молекулы, поэтому в выражении для эффективного диаметра $\sigma = r + r'$ радиусом электрона r' можно пренебречь по сравнению с радиусом молекулы r; второе обстоятельство состоит в том, что скорость электрона, благодаря его незначительной массе, гораздо больше скорости молекул, поэтому нет необходимости сохранять $\sqrt{2}$ в формуле (79,1).

Таким образом, средняя длина свободного пробега электронов в газовой среде равна:

$$\lambda_e = \frac{1}{\pi r^2 n_0}, \tag{79,2}$$

где r — эффективный радиус молекул газа.

Так как в формуле (79,1) $\sigma = 2r$, то из (79,1) и (79,2) следует, что

$$\lambda_e = 4\sqrt{2}\lambda \approx 5{,}6\lambda.$$

UNREGISTERED COPY OF SCANPAPYRUS

средняя длина свободного пробега электронов приблизительно в 5,6 раза больше соответствующей величины для молекул газа.

§ 80. Ионизация ударом, вторичная эмиссия электронов. Внутренняя фотоионизация

Как было указано выше, в промежутках между столкновениями заряженные частицы приобретают энергию направленного движения, определяемую формулой (77,1);

$$\frac{mv^2}{2} = qU,$$

где U — падение потенциала на средней длине свободного пробега λ. Заменяя U через $U = \lambda E$, получим:

$$\frac{mv^2}{2} = \lambda qE, \tag{80,1}$$

где E — напряженность поля.

Если эта кинетическая энергия равна или больше энергии ионизации молекул газа, то в газе появятся дополнительные ионы и электроны, порождаемые ионизацией толчком.

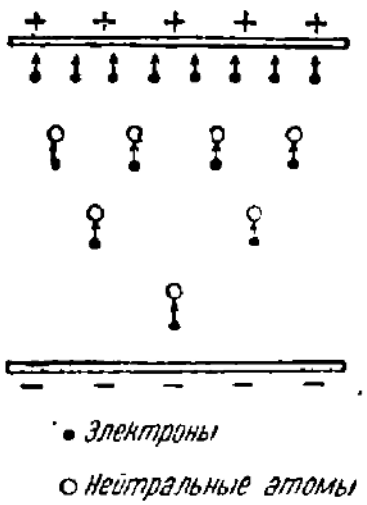


Рис. 6.2. Образование электронной лавины.

Появление ионизации толчком обусловливается главным образом столкновениями нейтральных молекул с электронами, а не с ионами. Это объясняется тем, что длина свободного пробега электронов больше, а поэтому больше их энергия, кроме того, вследствие большого различия в массах отдача энергии ионом периферическому электрону нейтральной молекулы при ударе незначительна. Понятно, что ионы способны производить ударную ионизацию, но при значительно бо́льших энергиях, чем при ионизации электронным ударом.

Картину проводимости газа при наличии ионизации ударом можно обрисовать следующим образом. Пусть в газе имеется свободный электрон. В достаточно сильном электрическом поле электрон после первого свободного пробега выбьет из нейтральной молекулы еще один электрон. Эти два электрона, разогнавшись и столкнувшись с нейтральными частицами, выбьют еще два электрона. Все четыре электрона после очередных столкновений высвободят дополнительно четыре электрона. Таким образом, после третьей ионизации их будет восемь, после четвертой — шестнадцать и т. д. (рис. 6.2). Поэтому общее число электронов и ионов быстро возрастает по мере перемещения электронов в поле. Если поле таково, что будет иметь место и ионизация ионами, то картина размножения электронов и ионов по мере их движения еще более усложняется. Описанный процесс получил название электронных или ионных лавин.

UNREGISTERED COPY OF SCANPAPYRUS

Из формулы (80,1) видно, что при уменьшении давления газа (при увеличении длины свободного пробега) электронная лавина должна возникать при более низких значениях напряженности поля, что и наблюдается на опыте.

Для наблюдения разряда в газах в них помещают металлические пластины (электроды), на которые подается напряжение. Газовые ионы в электрическом поле могут приобрести достаточно большие скорости движения. Ударяясь в дальнейшем о поверхность катода, положительные ионы выбивают из металла электроны — происходит так называемая вторичная эмиссия электронов. При этом вторичная эмиссия может иметь место и в отсутствие ионизации газа ионами. Электроны, выбитые из катода, отбрасываются электрическим полем в пространство между электродами и увеличивают здесь электропроводность газа.

Имеется еще один важный фактор ионизации газа. При лавинном разряде всегда происходит частичная рекомбинация ионов и электронов, сопровождающаяся излучением. Это излу-

чение частью поглощается нейтральными атомами, в результате чего некоторые из них ионизируются с выделением электронов (фотоэлектронов). Такая ионизация называется внутренней фотоионизацией. Внутренняя фотоионизация, благодаря большой скорости распространения излучения, приводит к быстрому развитию лавинного разряда в газах (§ 85).

§ 81. Опытное исследование проводимости газов

Остановимся на зависимости тока от напряжения в случае газового разряда. На рисунке 6.3 приведена схема соответствующей установки, содержащей источник напряжения, делитель напряжения R, газоразрядную трубку с электродами. Вольтметр V служит для измерения напряжения, а гальванометр G — для измерения тока газового разряда. Газ в трубке может ионизироваться ультрафиолетовыми или рентгеновскими лучами.

На рисунке 6.4 изображена зависимость тока i от напряжения U, полученная из опыта. Вначале ток возрастает пропорционально напряжению в соответствии с законом Ома. При дальнейшем увеличении напряжения ток возрастает медленнее, и, наконец, он становится постоянным, не зависящим от напряжения между электродами. Этот постоянный максимальный ток $i_н$ называется [illegible]. При некотором повышении значения напряжения U_2 начинается область очень большого нарастания тока, при этом в газе появляются сильно выраженные тепловые и световые эффекты.

UNREGISTERED COPY OF SCANPAYRUS

Качественно вольт-амперная характеристика разряда в газах (рис. 6.4) объясняется следующим образом. При малых напряжениях только незначительная доля ионов и электронов, производимых ионизатором, отводится полем к электродам; в этом случае ток достаточно точно пропорционален напряжению (начало кривой вольт-амперной характеристики). При некотором напряжении U_1 число ионов и электронов, уводимых полем к электродам, сделается равным числу ионов и электронов, производимых ионизатором за тот же промежуток времени. Ток при этом становится равным току насыщения. Появление резкого возрастания величины тока после достижения насыщения (U_2) объясняется ионизацией ударом. Разряд при этом будет

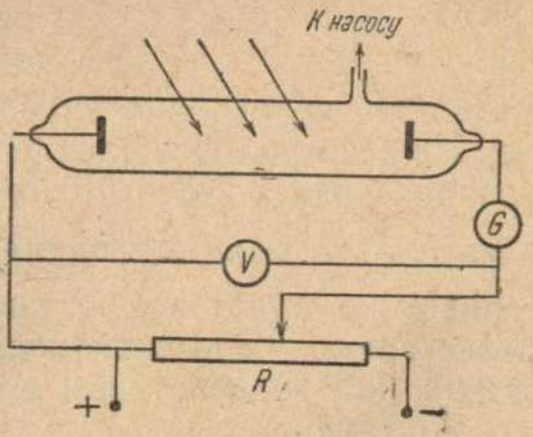


Рис. 6.3. Схема опыта по исследованию проводимости газов.

самостоятельным, если он имеет место и после прекращения действия ионизатора.

Напряжение, при котором возникает самостоятельный разряд, называется напряжением пробоя газа или напряжением зажигания газового разряда.

Различают следующие основные типы или формы самостоятельного разряда: тлеющий, коронный, искровой, дуговой. Они, как показывается ниже, отличаются по своему виду и по процессам, протекающим в них.

Роль электронных и ионных лавин и вторичной эмиссии в электрическом пробое газа в общих чертах была выяснена Д. Таунсендом (1910). Позднее теория разряда в газах дополнялась и уточнялась В. Роговским (1932) и рядом других ученых.

§ 82. Несамостоятельный разряд в газах

В первом приближении будем считать, что в газе имеются только свободные электроны и положительные ионы и притом в равных количествах. В этом приближении теория несамостоятельного разряда во многом подобна теории проводимости электролитов (§ 64).

Если в данный момент в 1 $см^3$ газа находится n_0 ионов одного знака, то число положительных ионов и электронов (или число пар ионов), молизующихся за единицу времени в единице объема, равно

$$Bn_0^2,$$

где B — коэффициент рекомбинации. Обозначим через z число пар ионов, производимых ионизатором за единицу времени в единице объема, тогда в отсутствие тока (при стационарном состоянии газа) должно выполняться условие:

$$z = Bn_0^2.$$

Очевидно, величина z определяется числом молекул, ионизируемых ежесекундно в каждом кубическом сантиметре газа. При наличии тока i число положительных ионов, нейтрализующихся у катода за единицу времени, равно $\frac{i}{e}$ (e — заряд электрона), таково же будет число электронов, попадающих на анод за то же время. Если электроды плоские, то число пар ионов, уводимых под воздействием тока в единицу времени из единицы объема газа, равно

$$\frac{i}{eSd},$$

UNREGISTERED COPY OF SCANPAPYRUS

где S и d — площадь электродов и расстояние между ними. Очевидно, при наличии тока стационарное состояние газа должно характеризоваться равенством:

$$z = Bn_0^2 + \frac{i}{eSd}.$$

Заменяя $\frac{i}{S}$ через плотность тока j, запишем:

$$z = Bn_0^2 + \frac{j}{ed} \qquad (82,1)$$

Это уравнение показывает, что число пар ионов в 1 $см^3$ газа в общем случае зависит от величины тока.

Рассмотрим два предельных случая. Пусть плотность тока мала (что имеет место при малых напряжениях поля в газе), тогда может быть справедливым условие:

$$\frac{j}{ed} \ll Bn_0^2, \text{ или } \frac{i}{ed} \ll z. \qquad (82,2)$$

В этом случае вторым членом равенства (82,1) можно пренебречь, т. е. пренебречь числом ионов, которые нейтрализуются на электродах. Это означает, что слабый электрический ток практически не изменяет числа ионов в 1 $см^3$.

UNREGISTERED COPY OF SCANPAPYRUS

В указанных условиях прохождение тока через газ подобно прохождению тока через электролит (§ 64) и может быть описано формулой (64,2):

$$j = n_0 e (b_+ + b_-) E. \qquad (82,3)$$

Величины b_+ и b_- являются подвижностями положительных ионов и электронов.

Так как b_+ и b_- постоянны при данных условиях опыта, а n_0 при очень малой плотности тока тоже можно считать постоянным, то величина $en_0(b_+ + b_-)$ постоянна, и тогда равенство (82,3) выражает собой закон Ома. Таким образом, закон Ома имеет место до тех пор, пока плотность ионов в газе можно считать не зависящей от тока. Опыт, отображаемый рисунком 6.4, показывает, что действительно в начале вольт-амперной характеристики ток в газах подчиняется закону Ома.

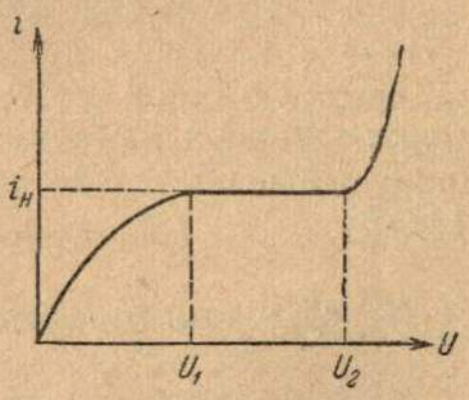


Рис. 6.4. Вольт-амперная характеристика разряда в газах.

Рассмотрим второй предельный случай, когда

$$Bn_0^2 \ll \frac{1}{ed},$$

т. е. когда плотность тока настолько велика, что вся убыль ионов практически будет определяться их нейтрализацией на электродах. При таком условии уравнение (82,1) можно переписать так:

$$z = \frac{j}{ed}.$$

Обозначив плотность тока, удовлетворяющую этому равенству, через $j_н$, получим:

$$j_н = zed. \qquad (82,4)$$

Из (82,4) следует, что величина $j_н$ (плотность тока насыщения) не зависит от напряженности поля, а следовательно, и от напряжения между электродами. Наличие тока насыщения подтверждается опытом (рис. 6.4). Если ток в газе равен току насыщения, то все ионы, производимые ионизатором, уводятся током из газа и целиком нейтрализуются на электродах.

Свойства несамостоятельного разряда широко используются в атомной физике для измерения ионизирующего действия радиоактивных излучений. Для этих целей ионизационную камеру ставят в режим насыщения, при котором в ней при наличии ионизатора число пар ионов, возникающих в единицу времени, равно числу пар ионов, попадающих на электроды за то же время. Умножая (82,4) на площадь электродов, получим:

UNREGISTERED COPY OF SCANPAPYRUS

$$I_н = zeV, \qquad (82,5)$$

где V — рабочий объем камеры.

Таким образом, величина тока насыщения является мерой числа возникающих ионов в ионизационной камере, а следовательно, и мерой ионизирующего действия излучения, поглощаемого в приборе. Для измерения ионизирующего действия излучения ионизационные камеры определенным образом градуируются в так называемых единицах мощности дозы.

Существуют и счетно-ионизационные камеры, которые служат для регистрации ионизирующего действия частицы, попадающей в рабочий объем камеры. Такая частица, двигаясь в газе с большой скоростью, создает ударную лавину ионов, на которую уже может реагировать измерительный прибор ионизационной камеры. В приборе число импульсов тока будет определять число частиц, попавших в камеру за определенное время.

§ 83. Теория самостоятельного разряда в газах

При всяком самостоятельном разряде имеет место ионизация газа электронными ударами, но наличие только ионизации электронным ударом еще не приводит к самостоятельному раз-

ряду. В самом деле, если на газ не действует ионизатор и в нем окажутся электроны, то под воздействием поля может возникнуть электронная лавина, которая закончится после того, как ионизирующие электроны долетят до анода. Для существования самостоятельного разряда необходимо, чтобы в газе происходили еще и другие процессы, производящие новые электроны взамен ушедших на анод. Такими процессами могут быть вторичная эмиссия электронов с катода, ионизация газа ионами и внутренняя фотоионизация.

Совместный учет всех факторов является чрезвычайно затруднительным. В то же время не всегда все их следует учитывать. Например, в тлеющем разряде электронная лавина дополняется только вторичной эмиссией. Поэтому для выяснения основных черт самостоятельного разряда ниже излагается та часть теории Таунсенда, в которой учитывается ионизация газа электронными ударами и вторичная электронная эмиссия.

Пусть через единицу поверхности, поставленную перпендикулярно электронному потоку, за единицу времени пролетает по направлению к аноду n электронов (n — плотность потока электронов). Увеличение плотности потока электронов dn на расстоянии dx (вследствие ионизации ударом) можно положить пропорциональным величине плотности потока n и расстоянию dx:

$$dn = \alpha n dx, \tag{83,1}$$

UNREGISTERED COPY OF SCANPAPYRUS

где α — коэффициент пропорциональности, называемый коэффициентом объемной ионизации. Из последней формулы видно, что величина α равна числу свободных электронов, образуемых одним электроном при соударении с частицами газа на пути в 1 *см*, в направлении от катода к аноду.

Если принять, что электрическое поле в газе остается однородным, то коэффициент α можно считать постоянным, не зависящим от x. Тогда, интегрируя (83,1), найдем закон нарастания лавины:

$$n = Ce^{\alpha x},$$

где C — постоянная интегрирования.

При $x=0$ (у катода) $n=n_к$, при $x=d$ (у анода) $n=n_а$. Таким образом,

$$n_а = n_к e^{\alpha d}. \tag{83,2}$$

Последним выражением определяется число электронов, попадающих за единицу времени на единицу площади анода. Число новых электронов, возникших за единицу времени в объеме между анодом и катодом, равно:

$$n_а - n_к = n_к \left(e^{\alpha d} - 1\right).$$

Этим выражением определяется также число положительных ионов, произведенных за единицу времени в лавине. Все

$$n_к\left(e^{\alpha d}-1\right)$$

положительных ионов, ударяясь о катод, создадут плотность потока вторичных электронов, равную

$$\gamma n_к\left(e^{\alpha d}-1\right),$$

где $\gamma<1$ — коэффициент пропорциональности. Этот поток электронов, сложенный с потоком n_0 электронов, возникающих под воздействием внешнего ионизатора или теплового движения молекул газа, определяет общую плотность потока электронов у катода:

$$n_к = n_0 + \gamma n_к\left(e^{\alpha d}-1\right). \tag{83,3}$$

Из этого равенства следует:

$$n_к = \frac{n_0}{1-\gamma\left(e^{\alpha d}-1\right)}. \tag{83,4}$$

Из (83,4) и (83,2) найдем плотность потока электронов у анода:

$$n_а = \frac{n_0 e^{\alpha d}}{1-\gamma\left(e^{\alpha d}-1\right)}. \tag{83,5}$$

UNREGISTERED COPY OF SCANPAPYRUS

Так как на аноде весь разрядный ток переносится электронами, то, умножая (83,5) на заряд электрона, найдем выражение для плотности тока лавинного разряда:

$$j = j_0 \cdot \frac{e^{\alpha d}}{1-\gamma\left(e^{\alpha d}-1\right)}, \tag{83,6}$$

где $j_0 = n_0 e$.

При установившемся режиме плотность тока должна быть одинакова во всем газоразрядном промежутке. Эта общая плотность тока равна в каждой точке сумме плотности электронного тока j_e и ионного тока j_p:

$$j = j_e + j_p.$$

При самостоятельном разряде не требуется действия ионизатора, в этом случае в формуле (83,3) значение n_0 надо принять равным нулю. Тогда из этой формулы получим:

$$\gamma\left(e^{\alpha d}-1\right) = 1. \tag{83,7}$$

Коэффициенты α и γ являются функциями напряженности поля E (они увеличиваются с возрастанием поля). То значение U, при котором $\gamma\left(e^{\alpha d}-1\right)$ становится равным единице, называется напряжением пробоя газа. Условие (83,7) есть условие

пробоя газа (условие перехода несамостоятельного разряда в самостоятельный).

Таунсенд в своей теории учитывал и ионизацию газа ионами, Роговский произвел учет неоднородности электрического поля, возникающей вследствие появления объемных зарядов в газе. Общая же теория самостоятельного разряда, предусматривающая все стороны процесса, весьма сложна и не завершена по настоящее время.

Ф. Пашеном опытно был установлен закон, что *пробой газа происходит при постоянном для каждого газа отношении напряженности поля к давлению газа.* Этот закон легко пояснить на основании формулы (80,1), если принять, что начало самостоятельной проводимости совпадает с началом ионизации ударом. Тогда можно положить, что начало пробоя газа определяется условием:

$$E_{\text{п}}\lambda = \text{const}.$$

Далее, $\lambda \sim \frac{1}{p}$, поэтому можно записать:

$$\frac{E_{\text{п}}}{p} = \text{const}. \qquad (83,8)$$

§ 84. Тлеющий разряд. Газоразрядная плазма

UNREGISTERED COPY OF SCANPAPYRUS

Эта форма газового разряда наблюдается в газах при низких давлениях (порядка 0,1 *мм рт. ст.*). Его легко наблюдать в стеклянной трубке (рис. 6.5) с впаянными электродами A и K. Если отвод P соединить с насосом и достаточно понизить давление воздуха, то при напряжении порядка нескольких сот вольт в трубке между электродами возникнет характерное свечение. Непосредственно к поверхности катода примыкает слабо светящаяся розовая пленка. За ней следует первое темное пространство *1* (темное пространство Крукса) и фиолетовое отрицательное свечение *2* (тлеющее), которое имеет резкую границу со стороны катода и постепенно исчезает со

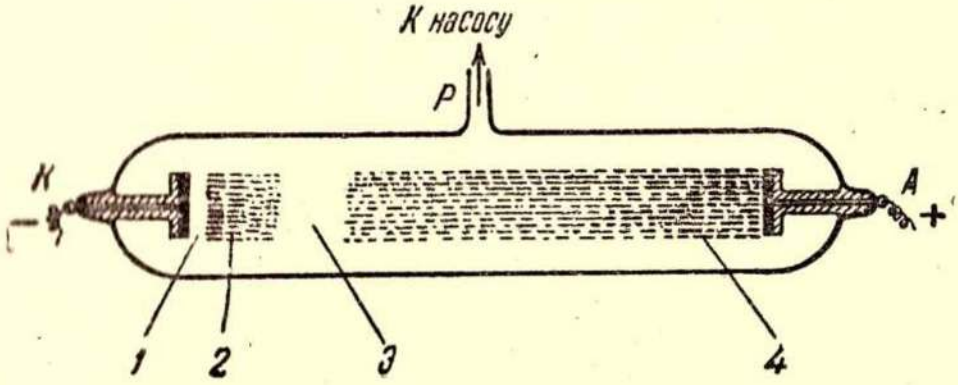


Рис. 6.5. Тлеющий разряд: *1* — первое темное пространство; *2* — отрицательное свечение; *3* — второе темное пространство; *4* — положительное свечение.

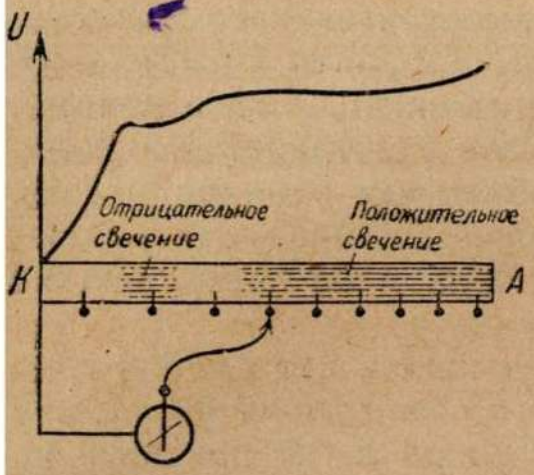


Рис. 6.6 Распределение потенциала в тлеющем разряде.

стороны анода. За отрицательным свечением расположено широкое второе, или фарадеево, темное пространство *3*. Остальная часть трубки до анода заполнена красным положительным свечением *4*. Часто в нем бывает ясно заметным чередование темных и светлых полос.

В тлеющем разряде основные процессы, поддерживающие разряд, происходят в первом темном пространстве и в области отрицательного свечения, что отчасти подтверждается исследованием распределения потенциала между электродами трубки.

Исследование распределения потенциала в газовом разряде можно произвести с помощью тонких проволочных зондов, впаянных вдоль трубки и поочередно присоединяемых к катоду через электростатический вольтметр. Полученная таким способом кривая распределения потенциала изображена на рисунке 6.6. Опыт показывает, что большая часть всей разности потенциалов приходится на область темного пространства (катодное падение потенциала). За которым следует область потенциала тянется область гораздо меньшей напряженности поля. Напряжение этой области составляет небольшую часть от катодного падения.

UNREGISTERED COPY OF SCANPAPYRUS

Исследование показало, что длина l первого темного пространства, где имеет место катодное падение потенциала, примерно равна свободному пробегу электронов и поэтому возрастает при уменьшении плотности газа.

Далее, опытом было установлено, что при малых токах величина катодного падения потенциала зависит лишь от материала катода и от рода газа.

Эти и другие опытные факты позволяют в общих чертах пояснить процессы, имеющие место в тлеющем разряде. Положительные ионы, образующиеся в трубке в областях свечения газа, двигаясь к катоду, в первом темном пространстве под воздействием сильного электрического поля, создаваемого катодным падением потенциала, приобретают значительную кинетическую энергию. В результате бомбардировки положительными ионами с поверхности катода выбиваются электроны (вторичная эмиссия). Кинетическая энергия, накапливаемая электронами вторичной эмиссии при пробеге ими первого темного пространства в направлении анода, является достаточной для ионизации газа в области отрицательного свечения. Здесь образуются положительные ионы, необходимые для поддержания разряда.

Чем больше энергия связи электронов в металле, тем большую величину должно иметь катодное падение потенциала, в котором положительные ионы приобретают энергию, необходимую для возникновения вторичной эмиссии. Подбором материала катода и газа разрядной трубки можно получить достаточно малые катодные падения.

Из изложенного следует, что изменение расстояния между электродами не должно изменять характерных черт тлеющего разряда. Действительно, эксперимент показал, что при уменьшении расстояния между электродами изменяется только длина положительного свечения. Если же расстояние между электродами делается равным размерам первого темного пространства, то разряд гаснет, так как при этом исчезает слой отрицательного свечения, в котором возникают положительные ионы, необходимые для поддержания разряда.

В тлеющем разряде второе темное пространство несколько шире первого, в нем электроны вторичной эмиссии, потерявшие скорость при столкновениях с молекулами газа, и электроны, образовавшиеся после ионизации, разгоняются в электрическом поле.

В положительном столбе пространственно совмещается область разгона электронов с областью ионизации электронным ударом.

UNREGISTERED COPY OF SCANPAPYRUS

Газ в положительном столбе сильно ионизирован, не имеет объемных зарядов и обладает большой проводимостью, поэтому в нем мало падение потенциала.

Применение тлеющего разряда. Тлеющий разряд в разреженных газах находит широкое применение. В неоновых лампах используется тлеющий разряд в неоне. Газосветные трубки такого рода часто делают с малым напряжением зажигания, для этого их электроды покрывают слоем бария. Неоновые лампочки, применяемые для целей сигнализации, имеют катодное падение потенциала порядка 70 *в* и зажигаются при включении в осветительную сеть (рис.6.7).

В настоящее время созданы экономичные газосветные источники света, так называемые лампы дневного света. В лампах дневного света тлеющий разряд происходит в парах ртути. Излучение ртутного пара поглощается слоем люминофора, которым покрыта внутренняя полость газосветной трубки. Люминофоры под воздействием поглощаемого излучения сами начинают светиться видимым светом, спектр которого близок к спектру солнечного излучения. Такие лампы в три-четыре раза экономичнее обычных ламп накаливания.

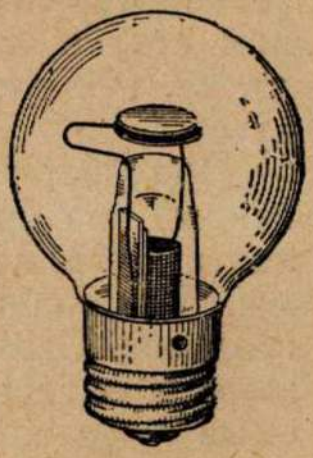


Рис. 6.7. Неоновая лампа.

Тлеющий разряд используется также для катодного распыления металлов. Вещество катода при тлеющем разряде вследствие бомбардировки положительными ионами сильно нагревается в отдельных малых участках и поэтому постепенно переходит в парообразное состояние, а затем оседает на стенках трубки. Помещая в тлеющем разряде вблизи катода различные предметы, их можно покрыть равномерным слоем металла. Катодным распылением пользуются для изготовления зеркал, для покрытия тонким металлическим слоем пьезокварцевых пластинок и т. д.

Газоразрядная плазма. Газ в состоянии высокой степени ионизации при одинаковой концентрации электронов и положительных ионов представляет собой особое состояние вещества плазму. Плазма образуется в положительном столбе тлеющего разряда и в главном канале искрового разряда. Электроны плазмы в электрическом поле приобретают энергию, намного большую энергии ионов, вследствие различия в их длинах свободного пробега (§ 79) и вследствие того, что масса электронов намного меньше массы положительных ионов. При упругих соударениях с ионами и нейтральными частицами газа электроны отдают только ничтожную часть своей энергии; энергия, приобретаемая электронами при движении в поле, в основном рассеивается в энергию их теплового движения. В результате средняя кинетическая энергия электронов в плазме может принимать значения, во много раз превышающие среднюю энергию нейтральных частиц и положительных ионов плазмы.

UNREGISTERED COPY OF SCANPAPYRUS

Электронам плазмы в соответствии с их средней кинетической энергией можно приписать определенную температуру. Введенная таким образом температура электронного газа имеет условный смысл (неравновесное состояние плазмы нельзя описать распределением Максвелла). Но вместе с тем температура электронной плазмы является характерным параметром, определяющим ее энергетическое состояние.

Температура электронного газа в плазме намного превышает температуру газа, в котором происходит разряд. В положительном столбе тлеющего разряда при давлении порядка 0,1 *мм рт. ст.* эта разница достигает нескольких десятков тысяч градусов.

При достаточно высокой температуре термически ионизированный газ приобретает все свойства плазмы. Внутренние области звезд, в том числе и Солнца, состоят из водородной плазмы. Температура в недрах звезд достигает сотни миллионов градусов. Огромны там и давления. При этих условиях внутри звезд происходят реакции слияния атомных ядер, сопровождаемые выделением огромной ядерной энергии. В итоге образуются устойчивые ядра гелия.

§ 85. Искровой разряд

Если на два электрода, помещенных в атмосферном воздухе, подать достаточно большое напряжение, то возникнет электрическая искра. При этом искровой разряд с огромной быстротой пронизывает разрядный промежуток, гаснет и вновь возникает. Ярко светящийся изогнутый канал искры соединяет оба электрода и имеет сложные разветвления (рис. 6.8). Свечение в искре — результат интенсивных процессов ионизации. Звуковые же эффекты, сопровождающие искру, порождаются повышением давления (до сотен атмосфер) вследствие нагревания газа (до 100 000° С) в местах прохождения разряда.

Пробой при искровом разряде начинается при определенной напряженности однородного поля, которая тем больше, чем больше плотность газа (закон Пашена, соотношение 83,8) и чем меньше его ионизация. Для воздуха при нормальных условиях пробой начинается в однородном поле с напряженностью 3000 *в/мм*.

Напряженность поля близ электродов зависит от кривизны их поверхности, поэтому разряд между остриями начинается при меньших напряжениях, нежели между шарами или плоскими электродами. В таблице 8 приведены данные, характеризующие искровой разряд в комнатном воздухе для различных по форме электродов.

UNREGISTERED COPY OF SCANPAPYRUS

Таблица 8

Напряжение, *в*	Искровой промежуток между остриями, *мм*	Искровой промежуток между шарами, *мм*		Искровой промежуток между плоскостями, *мм*
		диаметр шара 5 *см*	диаметр шара 30 *см*	
20 000	15,5	5,8	6,0	6
40 000	45,5	13	13	17,7
100 000	220	45	35,7	36,7
200 000	410	262	75,3	75,3
300 000	600	530	126	144

Зависимость искрового промежутка от напряжения используется для устройства высоковольтного искрового вольтметра. Он состоит из двух металлических изолированных шаров, расстояние между которыми можно менять. Если подать напряжение на шары известного диаметра и сблизить их до начала искрового разряда, то по величине искрового промежутка можно судить о величине напряжения источника.

Рис. 6.8. Искровой разряд.

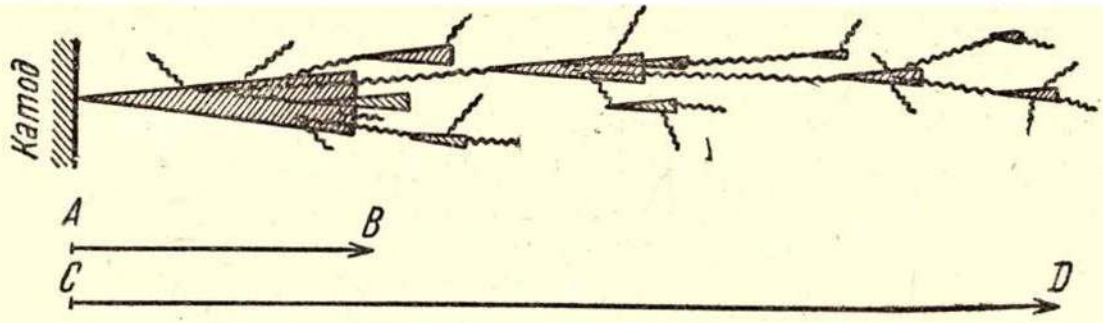


Рис. 6.9. Схема развития отрицательного стримера.

Напряжение пробоя уменьшается при воздействии на газ ионизатора. При напряжении, несколько меньшем пробойного, искровой разряд может возникнуть, если на газовый промежуток воздействовать пламенем, рентгеновскими лучами и другими ионизаторами.

Начало искрового разряда порождается ударной ионизацией, но измерения показали, что скорость распространения электрической искры гораздо больше той скорости, которая может иметь место при наличии только ударной ионизации и связанным с ней лавинным разрядом.

Объяснение развития электрической искры дается стримерной теорией, разработанной Д. Миком и Т. Лебом (1940) и обоснованной многими прямыми измерениями. Согласно этой теории, для образования искрового разряда имеет большое значение фотоионизация, которая ведет к образованию локальных областей повышенной проводимости газа — стримеров. На рисунке 6.9 представлена схема развития стримера от катода. На этом рисунке лавины условно показаны заштрихованными конусами, а волнистыми линиями изображаются направления распространения излучения, идущего от областей повышенной ионизации со скоростью 300 000 *км/сек*. После первоначальной электронной лавины, возникшей у катода, впереди ее головки происходит образование новых лавин вследствие ионизирующего действия излучения. Точно так же последующие лавины своим излучением впереди себя будут производить аналогичное действие. Такой процесс распространяется чрезвычайно быстро, и пока первая лавина примет размеры *AB*, область повышенной ионизации (стример) примет гораздо большие размеры *CD*.

UNREGISTERED COPY OF SCANPAPYRUS

В последующей стадии развития стримера отдельные лавины нагоняют друг друга, сливаются и образуют хорошо проводящий канал газа, вдоль которого и образуется искровой разряд.

Наряду со стримерами, распространяющимися от катода (отрицательные стримеры), существуют положительные стримеры, движущиеся от анода. Схема развития положительных

стримеров несколько сложнее вышеприведенной схемы развития отрицательных стримеров.

В твердых и жидких диэлектриках искровой разряд является основной формой самостоятельной проводимости и связан с разрушением самого вещества диэлектрика. Теория пробоя этих диэлектриков еще менее разработана, чем для газов. В твердых диэлектриках искра оставляет отверстия, так что здесь термин «пробой» имеет и прямой смысл.

Из твердых диэлектриков наибольшая диэлектрическая прочность (наибольшая пробивная напряженность поля) наблюдается у слюды (до 10^7 *в/см*), пробой стекла происходит в поле в 2000—3000 *кв/см*, диэлектрическая прочность бакелита и эбонита еще ниже.

Следует различать пробой через толщу изолятора и разряд по его поверхности, наступающий при более низких напряжениях и обусловленный загрязнениями и увлажнениями поверхности. Для затруднения такого разряда удлиняют путь разряда по поверхности, делая ее фигурной (ребристой, колоколообразной).

§ 86. Коронный разряд

Если в данном газовом промежутке напряжение мало для искрового разряда и поле сильно неоднородно, то при достаточно больших давлениях газа у тех электродов, вблизи которых напряженность поля близка к пробивной напряженности, возникает коронный разряд. Такой разряд можно наблюдать около кондукторов электрофорной машины (если они раздвинуты на достаточно большое расстояние) и около тонких проводов, находящихся под высоким напряжением. На рисунке 6.10 изображена схема прибора, с помощью которого можно воспроизвести коронный разряд. В этом приборе тонкая проволока помещается по оси полого металлического цилиндра. При наложении напряжения между проволокой и цилиндром в пространстве между ними возникнет неоднородное электрическое поле с максимальной напряженностью около проволоки. Когда напряженность поля вблизи проволоки приблизится к 30 000 *в/см* (пробивная напряженность воздуха, находящегося при нормальных условиях), между проволокой и цилиндром зажигается разряд и в цепи пойдет ток. При этом вокруг проволоки возникнет свечение — корона. Внешний вид короны при отрицательном потен-

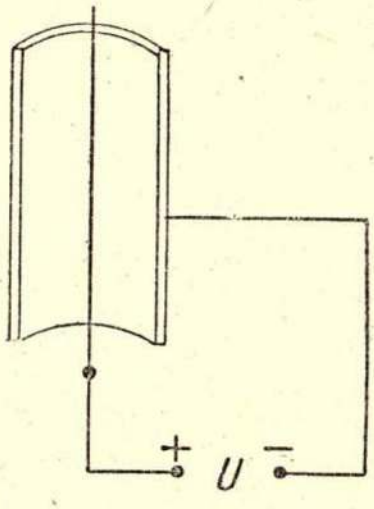


Рис. 6.10. Схема получения коронного разряда.

UNREGISTERED COPY OF SCANPAPYRUS

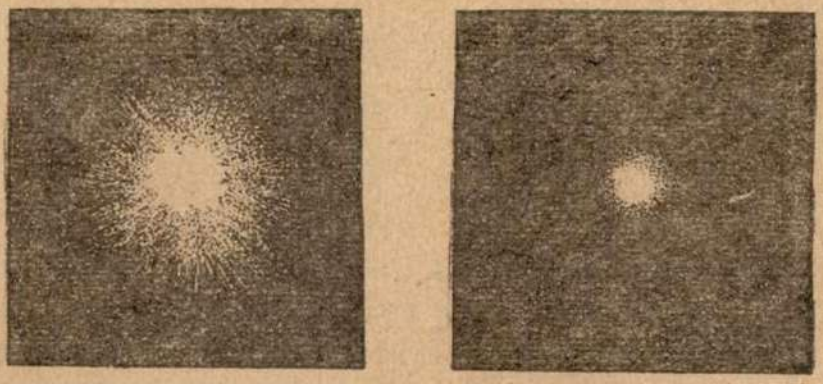


Рис. 6.11. Фотография короны вокруг проволоки. Слева — положительная корона, справа — отрицательная.

циале проволоки (отрицательная корона и при положительном (положительная корона) показаны на рисунке 6.11.

Коронный разряд занимает промежуточное положение между тлеющим и искровым разрядом, в его образовании существенную роль играют электронные лавины, усиливаемые действием фотоионизации.

При отрицательном потенциале проволоки электронные лавины, зарождаясь у проволоки, распространяются к аноду и на некотором расстоянии обрываются вследствие уменьшения напряженности поля. В случае положительной короны электронные лавины зарождаются на внешней поверхности короны и движутся по направлению к проволоке. В отличие от искрового разряда в коронном разряде имеет место неполный пробой газового промежутка, так как в нем электронные лавины не проникают через весь слой газа.

UNREGISTERED COPY OF SCANPAPYRUS

Внутри корон имеются положительные и отрицательные ионы, за пределами короны будут ионы только одного знака (отрицательные при отрицательной короне и положительные при положительной короне).

Коронный разряд используется в технике в электрофильтрах, предназначенных для очистки промышленных газов от примесей. Принцип действия электрофильтра можно пояснить, пользуясь рисунком 6.10. Электрофильтр имеет вертикальную трубу, по оси которой расположена коронирующая проволока. Очищаемый газ пропускается по трубе снизу вверх. Ионы газового разряда, движущиеся к цилиндру, оседают на частицах примеси, вследствие чего эти частицы также увлекаются полем по направлению к цилиндру и на нем оседают. Такого рода электрофильтры применяются в литейных цехах заводов, при производстве серной кислоты и т. д. С их помощью из отходов производства извлекаются многие ценные продукты.

Коронный разряд на высоковольтных линиях передачи вызывает утечки энергии. Чтобы свести действие коронного раз-

ряда до минимума, провода высоковольтных линий делают достаточно большого диаметра; с этой целью часто монтаж высоковольтной аппаратуры ведется с помощью полых труб достаточно большого диаметра.

§ 87. Дуговой разряд

Если получить искровой разряд от мощного источника, а затем постепенно уменьшать расстояние между электродами, то разряд перейдет из прерывистого в непрерывный — возникнет новая форма газового разряда, называемая дуговым разрядом. При этом ток резко возрастает, а напряжение на разрядном промежутке падает до нескольких десятков вольт. Наибольшее расстояние, на которое растягивается дуга, зависит от материала электродов и напряжения между ними.

Пользуясь низким напряжением, дуговой разряд можно получить, минуя стадию искры. Для этого электроды сближают до соприкосновения, в местах их соприкосновения они раскаляются джоулевым теплом, затем их раздвигают и получают дугу. Таким способом дуговой разряд впервые получил В. В. Петров в 1802 г. с помощью двух угольных стержней и мощной батареи гальванических элементов.

UNREGISTERED COPY OF SCANPAPYRUS

Обычно электрическую дугу (дугу Петрова) получают с помощью специальных угольных электродов, изготовленных из прессованного графита. Фотография такой дуги при атмосферном давлении приведена на рисунке 6.12. Во время ее горения расстояние между углями бывает порядка 5 *мм* при токе в 10—20 *а* и напряжении между углями в 40—50 *в*.

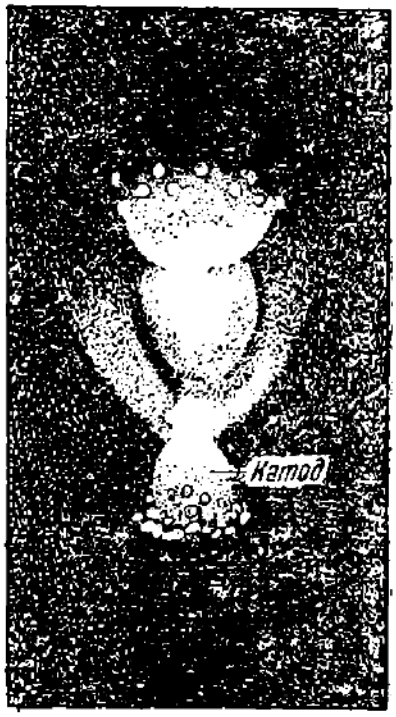


Рис. 6.12. Фотография электрической дуги между угольными электродами при атмосферном давлении.

По мере горения дуги угольный катод заостряется, а на аноде образуется углубление — кратер дуги. Его температура при атмосферном давлении достигает 4000° С, а при давлении 20 *атм* превышает 7000° С. (Температура внешней поверхности Солнца 6000° С.) Катод дуги имеет меньшую температуру, при атмосферном давлении его температура равна примерно 3500° С.

В электрической дуге с металлическими электродами происходит быстрое испарение металла, на что расходуется большое количество теплоты, поэтому в такой дуге температура ниже, нежели в дуге с угольными электродами (2000—2500° С).

Опыт показывает, что необходимым условием возникновения дуги является нагревание отрицательного электрода. При охлаждении катода дуга горит неустойчиво, периодически гаснет и снова зажигается. Охлаждение же анода не вызывает нарушения режима работы дуги.

Согласно теории В. Ф. Миткевича (1905), хорошая электропроводность дуги обеспечивается термоэлектронной эмиссией с катода. Сущность этого явления заключается в том, что при высокой температуре часть свободных электронов как бы «испаряется» с поверхности проводника.

Процессы, имеющие место в тлеющем разряде, в электрической дуге дополняются термоэлектронной эмиссией, обогащающей электронами область вблизи катода. Вследствие этого в этой области уменьшается пространственный положительный заряд, что в конечном счете ведет к уменьшению катодного падения потенциала и к увеличению общей проводимости газоразрядного промежутка. Понятно, что при охлаждении катода вследствие уменьшения термоэлектронной эмиссии дуга должна работать неустойчиво, что и наблюдается на опыте.

Электрическая дуга может быть и при низком давлении, при этом ее можно получить из тлеющего разряда, если увеличивать ток до тех пор, пока катод газоразрядной трубки не разогреется под воздействием бомбардировки положительными ионами. Нагревая проволочный катод газоразрядной трубки с помощью специальной батареи, можно также тлеющий разряд перевести в дуговой. Переход тлеющего разряда в дуговой сопровождается резким уменьшением катодного падения потенциала.

UNREGISTERED COPY OF SCANPAPYRUS

При увеличении тока электропроводность дуги сильно возрастает, так как усиливается термоэлектронная эмиссия и ионизация газового промежутка, поэтому дуговой разряд обладает падающей характеристикой: с увеличением тока уменьшается напряжение на газоразрядном промежутке (рис. 6.13). Из этого следует, что при случайных уменьшениях тока вследствие охлаждения напряжение на электродах должно быть увеличено, иначе дуга погаснет. Для устойчивого горения дуги в цепь последовательно включают балластное сопротивление. При случайных падениях тока уменьшается напряжение на балластном сопротивлении и поэтому при неизменном общем подводимом напряжении увеличивается напряжение газоразрядного промежутка, чем и обеспечивается стабильность горения дуги.

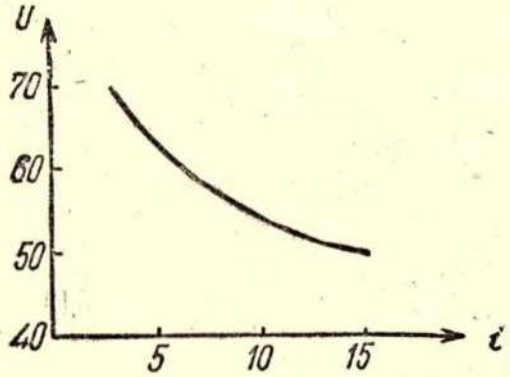


Рис. 6.13. Вольт-амперная характеристика дугового разряда.

В § 53 рассматривалось применение дуги Петрова для электросварки. Дополнительно остановимся на некоторых других применениях дугового разряда.

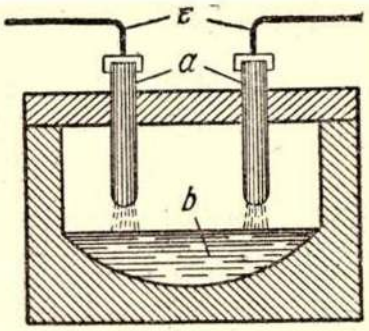


Рис. 6.14. Дуговая плавильная печь: *a* — электроды; *b* — расплавленный металл; *c* — подводка тока.

В металлургической промышленности для получения высококачественных сталей часто пользуются дуговыми печами. В дуговых печах металл плавится за счет тепла, которое выделяет электрическая дуга. Горит она между металлом и электродами из угля или графита. Сама печь состоит из стального кожуха размером в несколько метров (рис. 6.14). Изнутри он выложен огнеупорным кирпичом. Верхняя часть печи съемная, подобно крышке. Она также выложена огнеупорным кирпичом. Через отверстия в ней пропускаются угольные или графитовые электроды, диаметр которых превышает полметра.

Дуга Петрова была впервые применена для уличного освещения П. Н. Яблочковым (1876). В настоящее время она широко применяется как источник света для прожекторов и проекционной аппаратуры. Дуговой разряд как источник света является более экономичным, нежели лампы накаливания.

UNREGISTERED COPY OF SCANPAPYRUS

Широкое применение получили ртутные дуговые лампы с ртутными электродами в кварцевых баллонах (рис. 6.15). Такая лампа предварительно откачивается, и дуговой разряд в ней возникает в ртутном паре. Для зажигания ее наклоняют, струйка ртути соединяет электроды, и при возвращении лампы в вертикальное положение в месте разрыва ртути образуется дуга. Дуга, горящая в ртутном паре, является мощным источником ультрафиолетовых лучей и используется в медицине и для научных опытов.

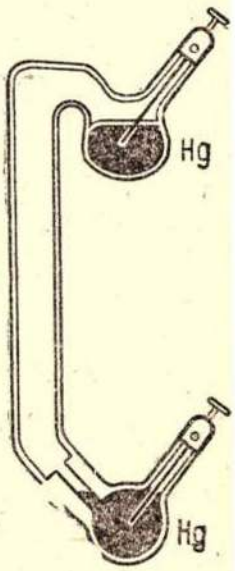


Рис. 6.15. Ртутная дуговая лампа.

§ 88. Молния

Молния есть электрический разряд в нижнем слое атмосферы. Электрическая природа молнии была доказана опытами Франклина, Ломоносова и Рихмана (1752—1753).

Ломоносов построил «громовую машину» — конденсатор, заряжавшийся атмосферным электричеством от провода, соединенного с высоким металлическим шестом. Используя электроскоп, он установил, что в атмосфере всегда существует электрическое поле, сильно увеличивающееся перед

грозой. В теоретических обобщениях Ломоносов связывал электризацию атмосферы с потоками воздуха в ней и тем самым заложил основы учения об атмосферных электрических явлениях.

В отсутствие грозы электрическое поле в атмосфере направлено сверху вниз (Земля заряжена отрицательным электричеством), и напряженность такого поля составляет вблизи поверхности Земли около 100 *в/м*. Причиной сильного увеличения электрического поля перед грозой являются электрические заряды облаков. Различные части грозового облака несут заряды различных знаков. Чаще всего нижняя часть облака бывает отрицательна, а верхняя — положительна. Поэтому под грозовым облаком напряженность поля направлена от Земли к отрицательно заряженному нижнему краю облака.

Возникновение зарядов в облаках связано с процессами конденсации влаги и с восходящими токами воздуха; в экваториальных странах, где эти процессы наиболее интенсивны, грозы часты и сильны. Восходящий ток воздуха, имеющий скорость 8—10 *м/сек*, разбивает водяные капли, при этом отдельные мельчайшие капельки, заряженные отрицательно, уносятся и распределяются по всему грозовому облаку, а более крупные, заряженные положительно, остаются плавать в воздухе там, где вертикальные воздушные потоки могут их поддерживать. В грозовом облаке электрические заряды достигают 100—200 *к*. На рисунке 6.16 показано типичное распределение зарядов в грозовом облаке.

UNREGISTERED COPY OF SCANPAPYRUS

Когда электрическое поле в атмосфере вследствие электризации облака делается достаточно большим, возникает молния. Наблюдается несколько типов молний.

Часто происходит искровая молния, которая является искровым разрядом между облаком и Землей или между обла-

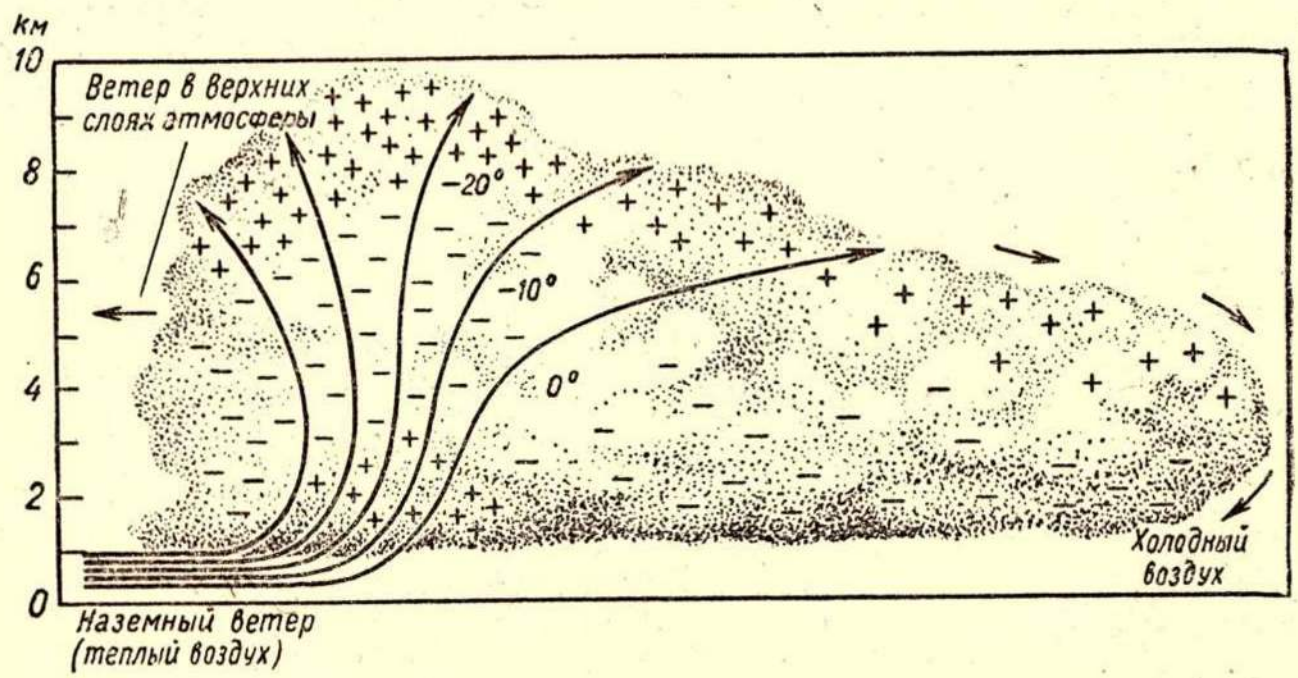


Рис. 6.16. Схема грозового облака.

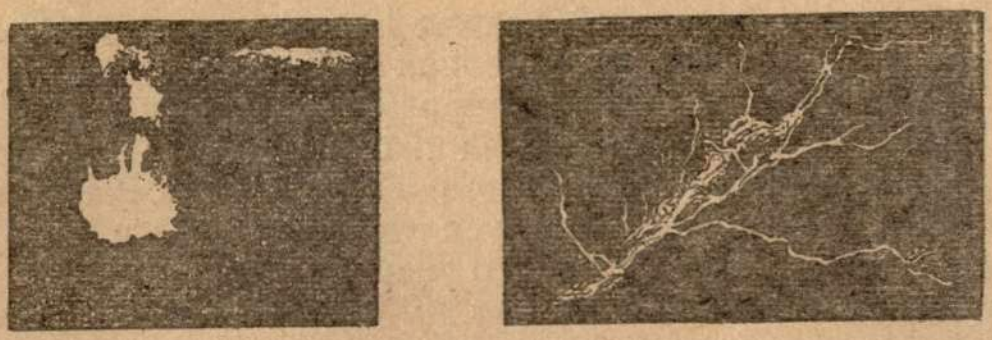


Рис. 6.17. Фотография шаровой и искровой молний.

ками (рис. 6.17). Величина тока в ней огромна и достигает 20 000 *а*, а напряжение между облаком и Землей (или между облаками) перед разрядом становится порядка 10^9 *в*. Длительность отдельного разряда молнии мала, порядка миллисекунды, поэтому заряд, переносимый отдельной молнией, невелик (не более 200 *к*). Толщина канала молнии не больше 20—30 *см*, длина же его достигает 10 *км*. В канале создается повышенное давление газов, которое после удара молнии вызывает разрыв канала, что и порождает гром.

Фотографирование молнии позволяет проследить за последовательными стадиями ее развития. Искровой молнии предшествует развитие слабо светящегося канала — л и д е р а, распространяющегося обычно от облака к Земле и аналогичного примеру (§ 85). Когда лидер соединит облако с Землей (или два облака), по его пути образуется главный канал молнии (рис. 6.18). Одиночный разряд уносит заряды только из части облака. К этому месту устремляются заряды из других частей облака. Поэтому обычно вслед за первым ударом молнии возникает ряд повторных ударов, следующих друг за другом почти по одному и тому же пути. Каждому из них предшествует лидер, восстанавливающий электропроводность канала. Число таких ударов может достигать нескольких десятков с общей продолжительностью до 1 *сек*.

UNREGISTERED COPY OF SCANPAPYRUS

Искровая молния во многом подобна короткому лабораторному искровому разряду, в то же время она имеет и некоторые

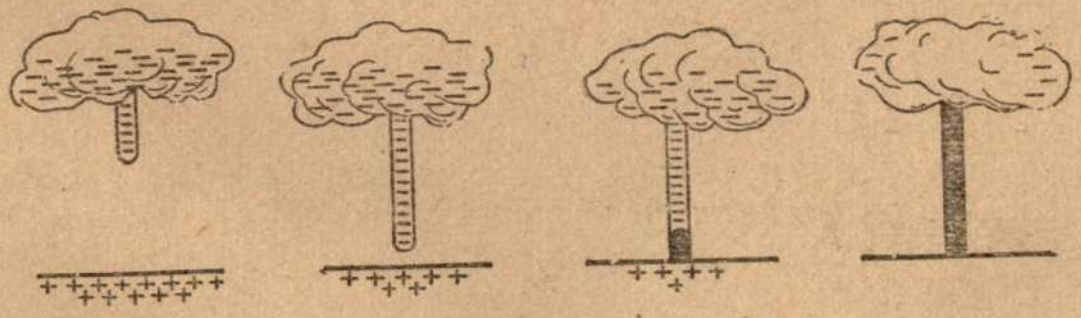


Рис. 6.18. Схема развития лидера молнии (первые два рисунка) и его главной части (вторые два рисунка).

свои особенности. Искровой разряд в небольших газовых промежутках при нормальных условиях наступает при напряженностях в 30 000 *в/см* (§ 85); напряженность же поля во время грозы не превышает 4000 *в/см*. Снижение пробойной напряженности поля в больших воздушных пространствах отчасти объясняется случайными местными усилениями поля, в которых и зарождаются стримеры искрового разряда.

Внутри одного облака может иметь место так называемая плоская молния. По-видимому, плоская молния возникает тогда, когда напряженность поля такова, что создается ионизация толчком, но имеющиеся электрические заряды недостаточно велики, чтобы дать начало подлинному искровому разряду. Плоские молнии обычно беззвучны.

Очень редко наблюдаются шаровые молнии (рис. 6.17). Эти молнии имеют вид светящихся шаров диаметром 10—20 *см*, появляются после удара искровой молнии, медленно движутся или прикрепляются к неподвижным предметам, а затем исчезают, часто с сильным взрывом. Происхождение таких молний до сих пор окончательно не выяснено.

Статистика показывает, что вокруг земного шара происходит в среднем одновременно 1800 гроз. Удары молний могут вызвать большой ущерб; достаточно указать, что в настоящее время около половины всех аварий в крупных линиях передачи вызываются грозовыми разрядами. Еще со времени Франклина и Ломоносова для защиты от молний применяют грозоотводы, представляющие собой заостренные металлические стержни, хорошо соединенные с землей и укрепленные выше самой высокой точки защищаемого здания. Защитное действие грозоотвода распространяется на расстояние, примерно равное удвоенной его высоте.

UNREGISTERED COPY OF SCANPAPYRUS

Современное объяснение действия грозоотвода дано Я. И. Френкелем. Во время грозы на Земле появляются большие индукционные заряды и у поверхности Земли возникает сильное электрическое поле, напряженность которого особенно велика на конце грозоотвода, вследствие чего у его острия возникает коронный разряд, сопровождаемый электрическим ветром (§ 23). Воздух вблизи грозоотвода сильно ионизируется, поэтому и напряженность поля вокруг грозоотвода сильно уменьшается, что и уменьшает вероятность удара молнии в грозоотвод. В тех же случаях, когда молния все же возникнет, она ударяет в грозоотвод и заряды уходят в землю, не причинив разрушений.

Иногда коронный разряд у грозоотвода бывает настолько сильным, что он делается ясно видимым. Такое свечение наблюдается на концах корабельных мачт, острых вершинах деревьев и т. п. Это явление было замечено несколько веков назад («огни святого Эльма») и вызывало суеверный ужас людей, не понимавших истинной его причины.

§ 89. Катодные и каналовые лучи

В тлеющем разряде (§ 84) с катода вылетают электроны, выбиваемые положительными ионами. Поток электронов, испускаемый катодом при тлеющем разряде, был открыт в конце прошлого века У. Круксом и получил название катодных лучей.

При уменьшении давления газа в газоразрядной трубке средняя длина свободного пробега электронов увеличивается и соответственно расширяется первое темное пространство. При давлении 0,01—0,001 *мм рт. ст.* оно заполняет почти всю трубку и поток электронов достигает стенок трубки, при этом свечение газа почти исчезает, но зато появляется зеленоватое свечение стекла трубки, порождаемое ударами электронов катодных лучей. При дальнейшей откачке воздуха первое темное пространство расширяется до анода, тлеющий разряд прекращается, а вместе с ним исчезают и катодные лучи, вызывающие свечение стенок трубки.

После открытия катодных лучей вопрос о их природе подвергался длительной дискуссии. Немецкие физики во главе с Герцем утверждали, что катодные лучи сходны с обыкновенными лучами и отличаются от них только меньшей длиной волны. Английские физики вместе с Круксом высказывали предположение, что катодные лучи образуются быстро движущимися отрицательно заряженными частицами. Ряд опытов, поставленных Круксом, Ж. Перреном и другими физиками, подтвердил электрическую природу катодных лучей и привел к более глубокому изучению электронов — частиц, образующих катодные лучи.

UNREGISTERED COPY OF SCANPAPYRUS

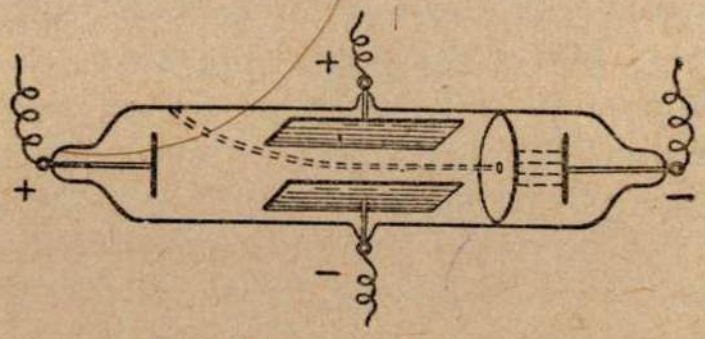


Рис. 6.19. Отклонение катодных лучей в электрическом поле.

Электронная природа катодных лучей подтверждается их отклонением в электрическом поле (рис. 6.19). В переносе катодными лучами отрицательного заряда можно также убедиться с помощью электрометра, соединенного с вмонтированным внутри трубки фарадеевским цилиндром (рис. 6.20).

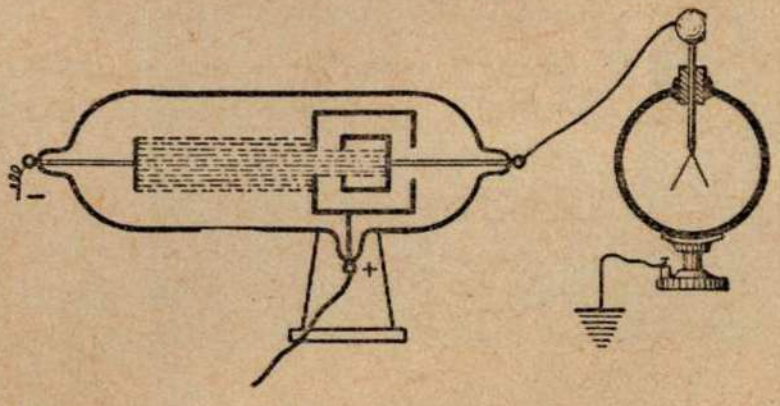


Рис. 6.20. Обнаружение отрицательного заряда катодных лучей.

Электроны у самого катода находятся под

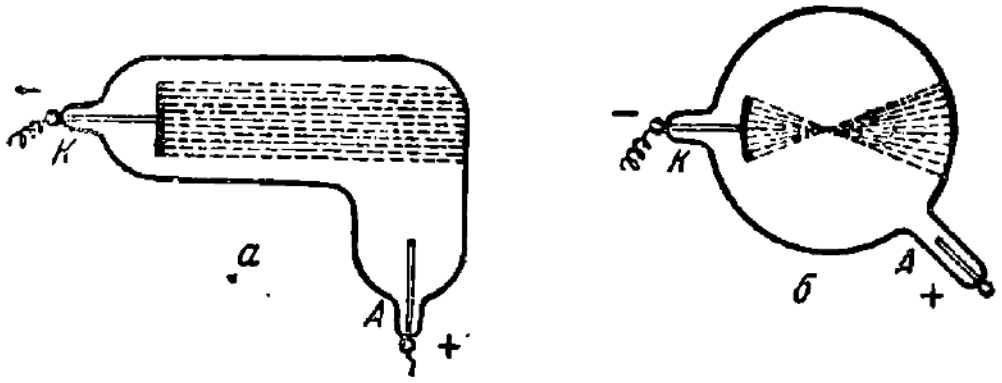


Рис. 6.21. Направление катодных лучей перпендикулярно к катоду независимо от положения анода.

действием перпендикулярного к катоду сильного электрического поля, и поэтому, пролетев область катодного падения потенциала, они движутся дальше в слабом электрическом поле практически по инерции. Этим объясняется, почему катодные лучи вылетают в направлении, перпендикулярном к поверхности катода, и распространяются прямолинейно независимо от положения анода (рис. 6.21, *а*, *б*).

Проникающая способность катодных лучей невелика. Помещая на их пути металлические пластинки, можно получить на флуоресцирующем стекле трубки резко очерченную тень (рис. 6.22). Слой воздуха толщиной в несколько сантиметров для «медленных» электронов, получаемых при напряжении в несколько киловольт, является почти непрозрачным. Однако при напряжении в несколько десятков киловольт получают «быстрые» электроны, обладающие значительной проникающей способностью. Ф. Ленарду удалось впервые (1893) выпустить электроны из разрядной трубки через окошко в воздух (рис. 6.23). Это окошко представляло собой тонкий (0,002 *мм*) листок алюминия. При больших напряжениях катодные лучи проникают через это окошко и выходят в атмосферу. Опыты Ленарда положили начало целому ряду исследований, сыгравших большую роль в развитии электронной физики.

UNREGISTERED COPY OF SCANMASTER

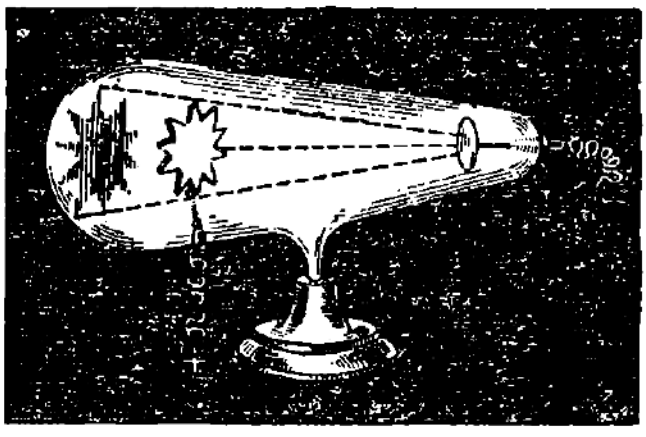


Рис. 6.22. Тень от экрана, получаемая с помощью катодных лучей.

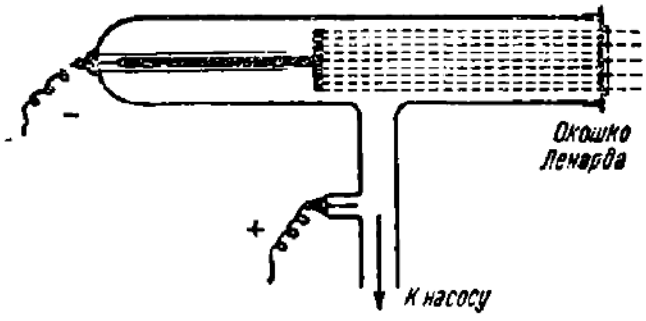


Рис. 6.23. Схема опыта Ленарда.

Почти все твердые тела флуоресцируют под воздействием катодных лучей (явление катодолюминесценции). Различные вещества при этом светятся характерным для них цветом. Катодолюминесценцию используют для изготовления люминесцирующих экранов, позволяющих обнаружить падение на них электронного пучка. Для этого стенки трубки покрывают изнутри тонким слоем люминесцирующего вещества, например слоем сернистого цинка, светящегося под действием электронов светло-зеленым цветом. Подобные экраны применяются в осциллографах, приемных телевизионных трубках и во многих других устройствах.

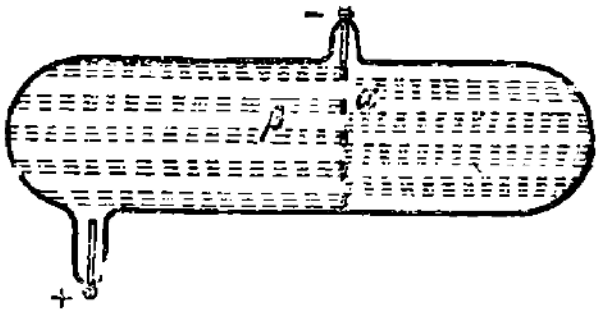


Рис. 6.24. Каналовые лучи.

За счет части кинетической энергии электронов возбуждается катодолюминесценция и происходит нагревание твердых тел, задерживающих катодные лучи. Катодные лучи могут также вызывать перемещение бомбардируемых мишеней, если силы, препятствующие движению, будут достаточно малы, например, они могут вызывать вращение легкого колесика, лопасти которого сделаны из слюды.

UNREGISTERED COPY OF SCANPRYTOS

Катодные лучи приобрели особенно большое научно-теоретическое значение после того, как с их помощью были получены рентгеновские лучи. Рентгеновские лучи возникают при торможении электронов у поверхности твердых тел; они распространяются во все стороны от места падения катодных лучей и свободно проходят сквозь стеклянные стенки трубки наружу. Получение рентгеновских лучей и их свойства подробно рассматриваются в оптике.

Положительные ионы, движущиеся от анода к катоду и возбуждающие катодные лучи, получили название положительных лучей. Если в плоском катоде сделать отверстия, то эти лучи будут наблюдаться в форме слабо светящихся пучков, исходящих из каналов катода (рис. 6. 24). Поэтому положительные лучи часто называют еще каналовыми лучами. Каналовые лучи вызывают флуоресценцию стекла и ряда других веществ, отклоняются в электрическом поле в направлении линий напряженности, вызывают, как и катодные лучи, тепловые и механические эффекты.

Изучение каналовых лучей, образуемых положительными ионами различных газов, во многом способствовало созданию современной теории строения вещества.

ЭЛЕКТРИЧЕСКИЙ ТОК В ВАКУУМЕ

§ 90. Работа выхода

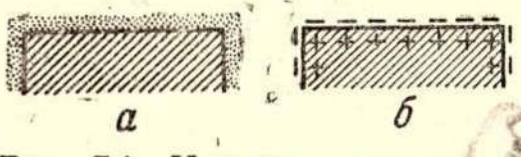
В атомах металла валентные электроны слабо связаны с ядрами и, отщепляясь от своих атомов, становятся принадлежащими всему металлу, в котором они беспорядочно перемещаются. Такие электроны называются свободными электронами или электронами проводимости.

Как показывает опыт, свободные электроны при обычных температурах практически не могут выходить из металла. Из этого следует, что металл относительно окружающего его вакуума должен иметь положительный потенциал, которым и отбрасывается бóльшая часть электронов обратно в металл.

До сих пор еще не удалось теоретически вычислить этот скачок потенциала на границе металла, можно указать только на две наиболее вероятные причины его возникновения. Первая из них обусловливается индукционным действием удаляемого электрона на металл, которое заключается в том, что вылетающий из металла электрон всегда будет испытывать притяжение к индуцированному им самим положительному заряду.

Вторая причина возникновения скачка потенциалов заключается в образовании над поверхностью металла электронной атмосферы, плотность которой быстро убывает на расстоянии, соизмеримом с размерами атомов (рис. 7.1, *а*). Так как эта электронная атмосфера заряжена отрицательно, то металл будет заряжен положительно. У поверхности металла образуется двойной электрический слой (рис. 7.1, *б*), поле которого подобно полю плоского конденсатора. Этот двойной электрический слой не дает поля во внешнем пространстве, но препятствует выходу свободных электронов из металла.

UNREGISTERED COPY OF SCANPAPYRUS



а *б*

Рис. 7.1. Наличие электронов у поверхности металла (*а*) ведет к образованию двойного электрического слоя (*б*).

Положительный потенциал φ внутренней части металла относительно вакуума называется внутренним потенциалом. Потен-

циальная энергия свободного электрона внутри металла определяется произведением заряда электрона ($-e$) и внутреннего потенциала

$$W = -e\varphi. \qquad (90,1)$$

Так как $\varphi > 0$, то $W < 0$. Таким образом, потенциальная энергия электрона в металле относительно вакуума отрицательна. Исходя из этого, свободные электроны металла можно приближенно считать заключенными в «потенциальную яму с плоским дном» (рис. 7.2).

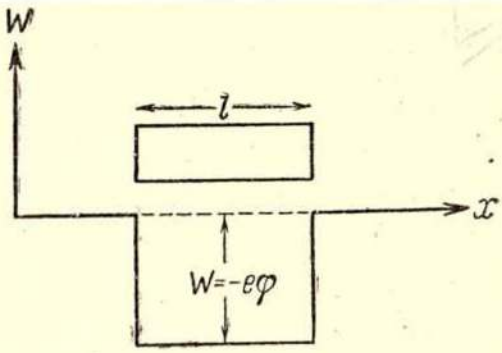


Рис. 7.2. Потенциальная яма свободных электронов металла (l — линейные размеры металла).

Внутри потенциальной ямы с плоским дном (внутри металла) электроны движутся без воздействия сил; действие сил проявляется только при выходе электронов из потенциальной ямы. Такое представление о потенциальной яме свободных электронов является приближенным, но им можно пользоваться для качественного объяснения явления.

Чтобы вырвать свободный электрон из металла, необходимо произвести определенную работу, равную глубине потенциальной ямы металла:

$$b = e\varphi. \qquad (90,2)$$

Эта работа называется работой выхода электрона из металла. Для различных металлов работа выхода колеблется в пределах 1—5 *эв*, что видно из таблицы 9.

UNREGISTERED COPY OF SCANPAPYRUS

Таблица 9

Металл	Работа выхода, *эв*	Металл	Работа выхода, *эв*
Вольфрам	4,5	Цинк	3,74
Торий	3,41	Натрий	2,27
Платина	5,29	Барий	2,29
Железо	4,36	Цезий	1,89

Условие, при котором электрон может вылетать из металла, имеет вид:

$$\frac{mv_n^2}{2} \geqslant e\varphi, \qquad (90,3)$$

где m — масса электрона, v_n — проекция скорости электрона на направление нормали к поверхности металла.

§ 91. Термоэлектронная эмиссия

Выход свободных электронов из металла называется эмиссией электронов. Эмиссия электронов может происходить под воздействием ударов частиц (электронов и ионов) о поверх-

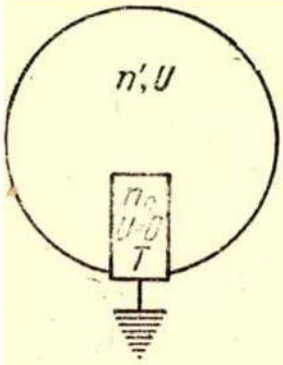


Рис. 7.3. К рассмотрению термоэлектронной эмиссии.

ность металла (вторичная эмиссия), под воздействием падающего на металл света (фотоэмиссия) и в результате теплового движения свободных электронов. Эмиссия, порождаемая тепловым движением электронов, называется термоэлектронной эмиссией.

В рамках классической физики, отождествляющей состояние электронов проводимости металла с идеальным газовым состоянием, термоэлектронную эмиссию можно описать следующим образом. При высоких температурах средняя кинетическая энергия свободных электронов, характеризуемая величиной kT, становится соизмеримой с работой их выхода с поверхности металла, поэтому часть этих электронов покидает металл и образует вокруг него электрическое облако. На рисунке 7.3 изображен металлический стержень, соединенный с землей и заключенный в баллон без воздуха. Плотность свободных электронов в металле обозначим n_0. Вокруг металла образуется электронное облако, порождаемое термоэлектронной эмиссией. Электронное облако своим пространственным отрицательным зарядом создает электрическое поле с потенциалом U, который в общем случае является функцией координат. В нашем примере потенциал электрического поля электронного облака вблизи поверхности проводника равен нулю (металл соединен с землей).

UNREGISTERED COPY OF SCANPAPYRUS

Если электронное облако и металл поддерживаются в равновесном состоянии при температуре $T°$ К, то число вылетающих электронов из металла равно числу электронов, попадающих из электронного облака в металл за тот же промежуток времени.

Как известно из молекулярной физики, распределение плотности идеального газа, находящегося в равновесии при температуре $T°$ К в потенциальном поле сил, определяется законом Больцмана:

$$n' = n_0 e^{-\frac{W' - W_0}{kT}}, \qquad (91,1)$$

где n' и n_0 — плотности частиц газа в точках пространства с потенциальной энергией частиц соответственно W' и W_0. В рамках классической физики термоэлектронную эмиссию можно описать уравнением (91,1), приняв за n_0 плотность электронов внутри металла, n' — плотность электронов в электронном облаке. При этом потенциальная энергия электронов внутри металла, соединенного с землей, определится уравнением (90,1) $W_0 = -e\varphi$, потенциальная же энергия электронов в электронном облаке равна $W' = -eU$ (U — потенциал поля, образуемого зарядом электронного облака). Разность между

этими потенциальными энергиями равна:

$$W' - W_0 = e(\varphi - U).$$

Поэтому формула Больцмана для электронного облака, находящегося в равновесии с металлом, записывается так:

$$n' = n_0 e^{-\frac{(\varphi - U)\, e}{kT}}. \qquad (91,2)$$

Потенциал U является функцией координат. Следовательно, плотность электронов вне металла будет также функцией координат. Так как в общем случае $\varphi > 0$, $U < 0$, то наибольшая плотность электронного облака будет у поверхности проводника ($U = 0$, рис. 7.3), где она равна:

$$n = n_0 e^{-\frac{e\varphi}{kT}}. \qquad (91,3)$$

Из последней формулы видно, что для усиления термоэлектронной эмиссии необходимо повысить температуру металла или взять металл с меньшей работой выхода.

§ 92. Ток термоэлектронной эмиссии. Диоды

UNREGISTERED COPY OF SCANPAPYRUS

На использовании термоэлектронной эмиссии основано действие электронных ламп. Электронная лампа состоит из стеклянного или металлического баллона, из которого тщательно удален воздух. Внутри баллона помещается несколько электродов, один из которых (катод) выполнен в виде металлической проволоки, накаливаемой электрическим током для создания термоэлектронного облака в баллоне.

В двухэлектродной лампе (диоде) катод располагается внутри другого металлического электрода — анода, имеющего цилиндрическую форму или форму, близкую к цилиндрической. Если составить электрическую цепь, содержащую диод, источники напряжений и измеритель тока (рис. 7.4.), то в анодной цепи лампы ток возникнет только при накаливании катода и при подаче положительного потенциала на анод лампы (относительно катода).

Кривая, показывающая зависимость тока в диоде от анодного напряжения (вольт-амперная характеристика), изображена на рисунке 7.5. При нулевом потенциале анода ток очень мал.

При увеличении положительного потенциала на аноде ток возрастает до некоторого максимального значения $i_н$, называемого **током насыщения**. При повышении температуры катода ток насыщения увеличивается (на рис. 7.5 $T_2 > T_1$).

Объяснение тока насыщения в электронной лампе аналогично объяснению тока насыщения при несамостоятельной

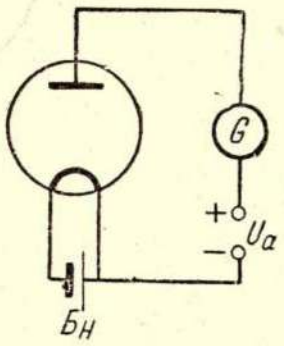


Рис. 7.4. Схема подключения диода в цепь.

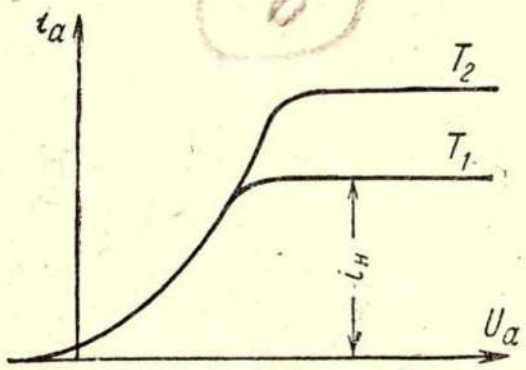


Рис. 7.5. Вольт-амперная характеристика диода при различных температурах катода.

проводимости в газах. При токе насыщения в диоде все выходящие из катода электроны переносятся электрическим полем на анод лампы. При потенциале анода ниже потенциала насыщения не все электроны, покидающие катод, долетают до анода.

Начальные участки характеристик диодов для разных температур совпадают. Здесь характеристика лампы является наиболее криволинейной. С. А. Богуславский и И. Лэнгмюр показали, что в этой области зависимость термоэлектронного тока от напряжения на аноде имеет вид:

UNREGISTERED COPY OF SCANPAPYRUS

$$i_a = KU_a^2, \qquad (92,1)$$

где K — постоянная, характеризующая размеры и форму электродов и не зависящая от температуры катода.

Вольт-амперная характеристика диода (и других ламп) нелинейна, поэтому закономерность изменения тока в электронной лампе не подчиняется закону Ома. Это объясняется тем, что проводимость лампы не является постоянной величиной, а зависит от режима ее работы (от температуры накала нити, от приложенного анодного напряжения).

§ 93. Зависимость тока насыщения от температуры катода

Если катод лампы нагревается током батареи, а анодная цепь лампы разомкнута, то со временем установится динамическое равновесие в баллоне между термоэлектронным облаком и металлом катода, при котором плотность термоэлектронного облака вблизи катода определяется выражением (91,3):

$$n = n_0 e^{-\frac{e\varphi}{kT}}.$$

Так как тепловое движение электронов хаотично, то можно считать, что при динамическом равновесии из n электронов, находящихся в 1 $см^3$ электронного облака (вблизи катода), лишь $^1/_6$ часть движется перпендикулярно к поверхности катода и столько же электронов «испаряется» с 1 $см^2$ катода. Если обозначить среднюю скорость теплового движения электронов через c, то число электронов, выходящих с каждого квадратного сантиметра катода за 1 *сек* равно:

$$n_1 = \frac{1}{6} nc = \frac{n_0 c}{6} e^{-\frac{e\varphi}{kT}}. \qquad (93,1)$$

В отсутствие тока такое же число электронов падает за 1 *сек* на 1 $см^2$ катода.

После замыкания анодной цепи и подачи на анод лампы достаточно большого напряжения все выходящие из металла электроны будут удаляться электрическим полем, останется лишь односторонний поток электронов из катода в вакуум (по направлению к аноду), определяемый формулой (93,1). Из этого следует, что плотность тока насыщения равна:

$$j_н = n_1 e,$$

где e — заряд электрона.

Учитывая, что средняя скорость теплового движения электронов c по классической теории пропорциональна $\sqrt{T}$, окончательно находим:

UNREGISTERED COPY OF SCANPAPYRUS

$$j_н = B\sqrt{T} e^{-\frac{e\varphi}{kT}}, \qquad (93,2)$$

где B — постоянная, различная для разных металлов. Эта формула дает зависимость плотности тока насыщения от температуры катода и называется формулой Ричардсона.

Предыдущий вывод является следствием классической электронной теории. В квантовой теории показывается, что плотность тока насыщения должна выражаться несколько другой формулой:

$$j_н = AT^2 e^{-\frac{e\varphi}{kT}}, \qquad (93,3)$$

в которую входит новая постоянная A, определяемая из теории, и множитель T^2 вместо $T^{1/2}$. Однако это различие несущественно, так как зависимость $j_н$ от T определяется главным образом экспоненциальным множителем $e^{-\frac{e\varphi}{kT}}$, чрезвычайно сильно изменяющимся с изменением температуры.

По квантовой теории константа A одинакова для всех металлов и равна $A = 60{,}2 \frac{а}{см^2 \cdot град^2}$, что не всегда согласуется

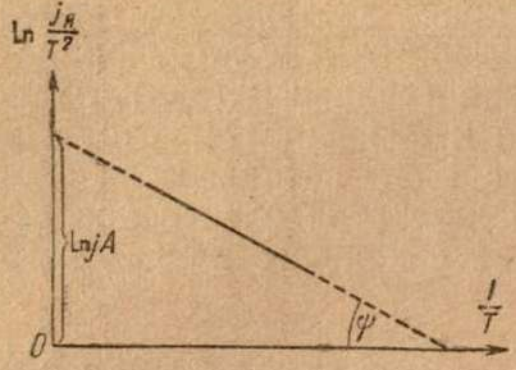


Рис. 7.6. Зависимость тока насыщения от температуры.

с опытом (только для некоторых металлов эта константа близка к указанному значению).

Логарифмируя (92,3), получим:

$$\ln\left(\frac{j_н}{T^2}\right) = \ln A - \frac{e\varphi}{k} \cdot \frac{1}{T}. \qquad (93,4)$$

Таким образом, график зависимости $\ln\left(\frac{j_н}{T^2}\right)$ от $\frac{1}{T}$ выражается прямой линией (рис. 7.6), отсекающей на оси ординат отрезок, равный $\ln A$, и угол наклона которой определяется формулой $\operatorname{tg}\psi = \frac{e\varphi}{k}$. По наклону этой прямой можно экспериментально определить работу выхода $e\varphi$. Найденные таким способом значения работы выхода металлов удовлетворительно согласуются с результатами других методов определения этой величины.

§ 94. Катоды электронных ламп

Для катодов электронных ламп применяются вольфрам, торированный вольфрам и металлы, покрытые окисью щелочноземельного металла.

UNREGISTERED COPY OF SCANPAPYRUS

Вольфрам вследствие большой работы выхода электронов (4,5 *эв*) требует для получения удовлетворительной эмиссии больших мощностей и высоких температур. Вольфрамовые катоды работают при температурах от 2200 до 2400° С (температура плавления вольфрама свыше 3000° С), долговечны и применяются в мощных электронных лампах.

Торированные вольфрамовые катоды представляют собой вольфрам, поверхность которого покрыта мономолекулярным слоем тория. Такое покрытие ведет к уменьшению работы выхода электронов, вследствие чего можно получить большую электронную эмиссию при меньших температурах (1650° С). Торированные катоды более экономичны, нежели вольфрамовые, и применяются в лампах на средние анодные напряжения от 500 до 5000 *в*. В мощных лампах торированные катоды не применяются, так как при очень высоких напряжениях мономолекулярный слой тория разрушается положительными ионами остатков газа.

Оксидированный катод состоит из металла, например никеля, покрытого окисями щелочноземельных металлов (BaO, SrO или их смесь), на котором образуется мономолекулярный слой щелочноземельных металлов, значительно снижающий работу выхода электронов. Оксидированные катоды имеют

большой срок службы и большую эмиссионную способность и используются почти во всех электронных лампах, применяемых в радиоприемниках. Такие катоды обычно работают при температуре от 800 до 900° С.

В современных лампах применяются катоды прямого накала и косвенного накала (подогревные). Катоды прямого накала выполняются в виде прямолинейной или *W*-образной нити, накаливаемой непосредственно электрическим током. Катоды из вольфрама, торированного вольфрама или оксидированные катоды могут иметь прямой накал.

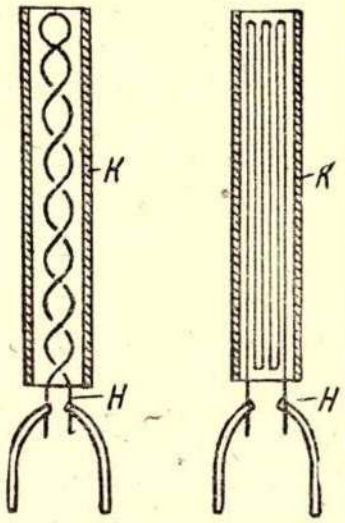


Рис. 7.7. Катоды косвенного накала (подогревные).

В катодах косвенного накала (рис. 7.7) проволока, накаливаемая током, помещена внутри узкого керамического цилиндра и служит только для его подогрева. На внешней поверхности цилиндра надет металлический колпачок, покрытый слоем окиси. Термоэлектронная эмиссия катода происходит с внешней металлизированной поверхности цилиндра. Подогревные катоды были предложены Чернышовым. В них большая тепловая инерция цилиндра позволяет получить практически постоянную температуру при накале ламп переменным током.

UNREGISTERED COPY OF SCANPAPYRUS

§ 95. Двухэлектродная лампа как выпрямитель

Переменное напряжение осветительной сети близко к синусоидальному, и его зависимость от времени t выражается формулой:

$$U = U_0 \sin \omega t,$$

где U_0 — амплитудное значение напряжения $\omega = \frac{2\pi}{T}$ — круговая частота (T — период изменения переменного напряжения). Изменение такого напряжения во времени изображено на рисунке 7.8.

Для выпрямления переменного тока применяются выпрямители — устройства, обладающие односторонней проводимостью. В качестве выпрямителя может быть использована двухэлектродная лампа, через которую ток проходит только при подаче на анод положительного напряжения. Прос-

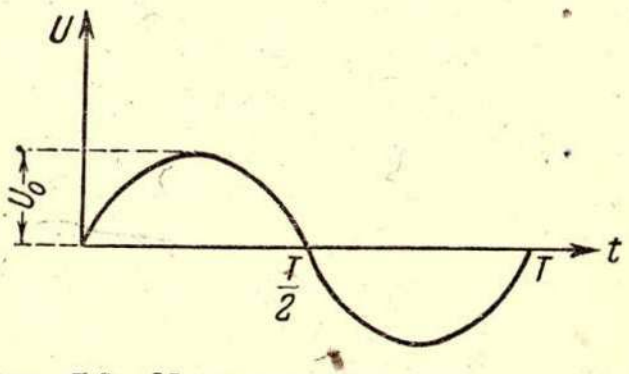


Рис. 7.8. Изменение напряжения осветительной сети от времени.

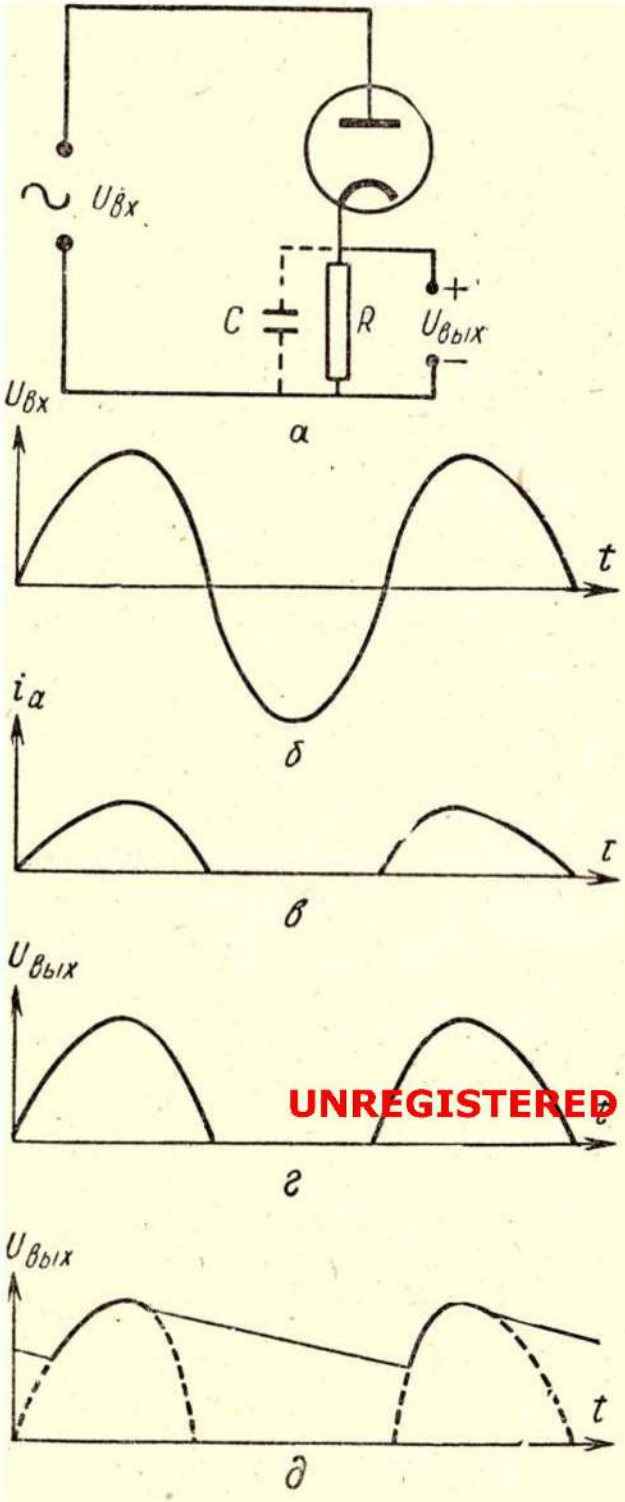


Рис. 7.9. Выпрямитель с электронной лампой.

тейшая схема выпрямителя с электронной лампой (диодом) показана на рис. 7.9, *а*. Переменное напряжение (входное напряжение) изменяется по синусоидальному закону (рис. 7.9, *б*). Вследствие выпрямительного действия лампы ток в нагрузочном сопротивлении R без конденсатора C имеется только в те полупериоды, когда на анод лампы подается положительное напряжение (рис. 7.9, *в*). Поэтому на сопротивлении R образуется пульсирующее напряжение одного знака (рис. 7.9, *г*).

Чтобы избавиться от пульсаций, на выходе выпрямителя ставится фильтр. Простейший из них представляет собой конденсатор, подключенный параллельно нагрузке (пунктир на рис. 7.9, *а*). При нарастании напряжения конденсатор быстро заряжается, но затем при уменьшении входного напряжения он медленно разряжается через нагрузочное сопротивление по закону (59,5):

$$U = U_0 e^{-\frac{t}{RC}},$$

где $RC = \tau$ — постоянная времени разряда конденсатора, т. е. время, за которое напряжение падает в $e = 2{,}71$ раза. При выполнении условия

$$\tau = RC \gg T$$

изменения напряжения на нагрузочном сопротивлении будут очень невелики, так как заряд конденсатора периодически пополняется из внешней сети. В результате получается выходное напряжение, изображенное на рисунке 7.9, *д*. Практически при нагрузках порядка тысяч ом для удовлетворительной фильтрации требуются емкости порядка десятков микрофарад.

Выше рассматривалась схема однополупериодного выпрямителя. В схемах двухполупериодного выпрямителя используются два диода, и физические процессы в них аналогичны процессам, имеющим место в однополупериодных выпрямителях.

UNREGISTERED COPY OF SCANPAPYRUS

§ 96. Трехэлектродные лампы (триоды)

Трехэлектродная лампа (триод) конструктивно отличается от двухэлектродной наличием в ней третьего электрода — управляющей сетки, выполненной в виде спирали, расположенной между катодом и анодом. В такой лампе легко осуществляется управление анодным током с помощью небольших напряжений на ее сетке, что расширило область применения электронных ламп в различных областях науки и техники.

Схема подключения триода в цепь показана на рисунке 7.10. Заметим, что напряжения на электродах лампы всегда определяются относительно катода. Если напряжение на аноде всегда положительно, то напряжение на сетке может быть как положительным, так и отрицательным.

Направленное движение электронов от катода в триоде происходит под влиянием как напряжения сетки, так и напряжения анода. Электронный поток вследствие большого расстояния между витками сеточной спирали почти полностью проникает через сетку и достигает анода, только незначительная его часть оседает на сетке, создавая небольшой сеточный ток. Поэтому очень часто током сетки пренебрегают по сравнению с анодным током лампы.

UNREGISTERED COPY OF SCANPAPYRUS

Если на сетку подать достаточно большое отрицательное напряжение, то все линии напряженности поля анода, идущие к катоду, закончатся на сетке (сетка полностью экранирует анод), при этом электроны не смогут преодолеть отталкивающего действия потенциала сетки и анодного тока не будет (лампа заперта). При уменьшении абсолютного значения отрицательного напряжения на сетке часть линий напряженности поля анода достигнет поверхности катода — возникнет анодный ток. При нулевом напряжении на сетке триод по своему действию подобен диоду. При положительном напряжении на сетке поток электронов сильно возрастает под действием ускоряющего поля между сеткой и катодом.

Из изложенного следует, что анодный ток триода при постоянном накале является функцией напряжений на сетке и аноде лампы, но так как сетка ближе к катоду и экранирует анод, то влияние последнего на анодный ток будет слабее, чем влияние сетки. Таким образом, в триоде анодный ток будет функцией двух напряжений,

$$i_a = f(U_a, U_c), \qquad (96,1)$$

которые могут меняться независимо.

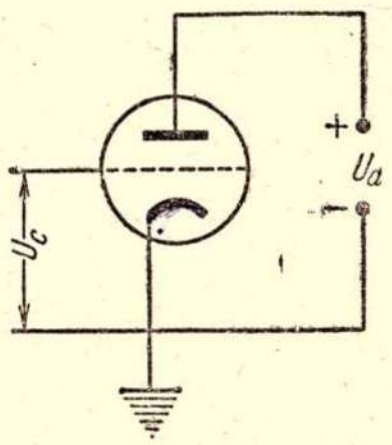


Рис. 7.10. Схема подключения триода в цепь.

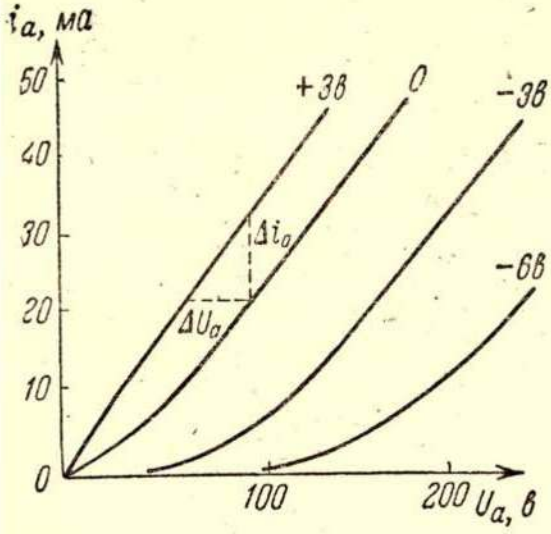


Рис. 7.11. Анодные характеристики триода.

Поэтому можно изучать зависимости:

$$\left.\begin{array}{l} \text{а) } i_a = f(U_a) \text{ при } U_c = \text{const}, \\ \text{б) } i_a = f(U_c) \text{ при } U_a = \text{const}, \end{array}\right\} \quad (96,2)$$

называемые анодными и сеточными статическими характеристиками лампы.

Семейство анодных характеристик лампы небольшой мощности, применяемой в радиоприемниках, изображено на рисунке 7.11. Триоды, как и диоды, имеют нелинейные вольт-амперные характеристики вследствие зависимости их сопротивлений от режима работы (от напряжений на электродах). Сопротивление ламп постоянному току, определяемое соотношением

$$R = \frac{U_a}{i_a},$$

не имеет какого-либо значения для практики. Важным параметром лампы является ее внутреннее сопротивление, которое определяется из анодных характеристик (рис. 7.11) пределом отношения $\frac{\Delta U_a}{\Delta i_a}$ при постоянном сеточном напряжении:

UNREGISTERED COPY OF SCANPAPYRUS

$$R_i = \lim_{\Delta i_a \to 0} \left(\frac{\Delta U_a}{\Delta i_a}\right)_{U_c} = \left(\frac{\partial U_a}{\partial i_a}\right)_{U_c}. \quad (96,3)$$

(Индекс U_c указывает на постоянство сеточного напряжения.) Для триодов радиоприемников внутреннее сопротивление бывает порядка 10 000—50 000 *ом*, у мощных ламп оно порядка 1000 *ом*. В общем случае внутреннее сопротивление лампы, как и все ее другие параметры, зависит от режима работы, и только на линейном участке анодной характеристики оно достаточно постоянно.

Семейство сеточных характеристик лампы небольшой мощности представлено на рисунке 7.12. Наименьшее отрицательное напряжение на сетке лампы, при котором лампа перестает проводить ток, называется запирающим напряжением. Из рисунка 7.12 видно, что при повышении анодного напряжения запирающее напряжение увеличивается. Другим важным параметром лампы является крутизна сеточной характеристики, или сокращенно крутизна лампы, обозначаемая S и определяемая пределом отношения $\frac{\Delta i_a}{\Delta U_c}$ при по-

стоянном анодном напряжении:

$$S = \lim_{\Delta U_c \to 0} \left(\frac{\Delta i_a}{\Delta U_c} \right)_{U_a} = \left(\frac{\partial i_a}{\partial U_c} \right)_{U_a} . \quad (96,4)$$

(Индекс U_a указывает на постоянство анодного напряжения.) Крутизна лампы определяет наклон сеточной характеристики в данной рабочей точке лампы и измеряется в *ма/в*. Для нормальных режимов крутизна различных ламп имеет значения от 1 до 30 *ма/в*, она показывает, на сколько миллиампер возрастает анодный ток при увеличении сеточного напряжения на 1 *в*.

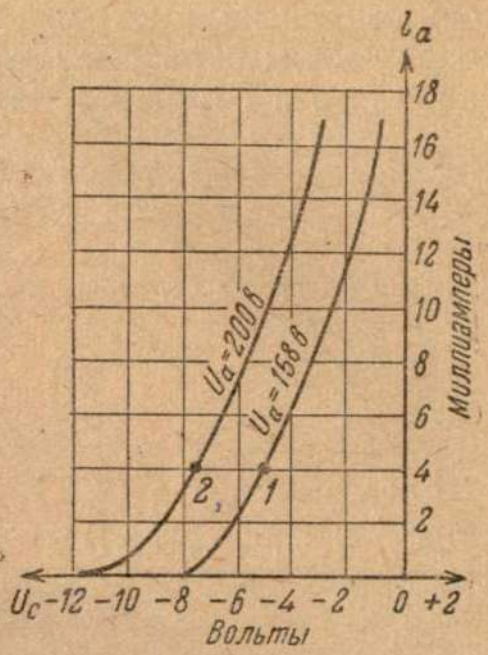


Рис. 7.12. Сеточные характеристики триода.

Третьим параметром лампы является ее статический коэффициент усиления, или сокращенно коэффициент усиления лампы, который определяется из сеточных характеристик следующим образом. Лампу можно перевести изменением напряжений на аноде и сетке из одного режима, определяемого рабочей точкой *1*, в другой режим, определяемый рабочей точкой *2*, так, чтобы анодный ток оставался постоянным (рис. 7.12). По изменениям указанных напряжений (при постоянном анодном токе) коэффициент усиления лампы μ определяется пределом отношения $-\frac{\Delta U_a}{\Delta U_c}$:

$$\mu = \lim_{\Delta U_c \to 0} \left(-\frac{\Delta U_a}{\Delta U_c} \right)_{i_a} = -\left(\frac{\partial U_a}{\partial U_c} \right)_{i_a} . \quad (96,5)$$

(Индекс i_a указывает на постоянство анодного тока.) Коэффициент усиления лампы показывает, во сколько раз изменение напряжения на сетке действует сильнее изменения напряжения на аноде; иначе говоря, он показывает, на сколько вольт нужно увеличить анодное напряжение при уменьшении напряжения на сетке на 1 *в*, чтобы сохранить анодный ток. Для триодов различных назначений коэффициент усиления не превышает 100.

Величину, обратную коэффициенту усиления, называют проницаемостью лампы:

$$D = \frac{1}{\mu} . \quad (96,6)$$

Рассмотренные параметры сохраняют постоянные значения лишь на прямолинейных участках характеристик, на изгибах же характеристик они значительно изменяются. Связь между

UNREGISTERED COPY OF SCANPAPYRUS

основными параметрами лампы R_i, S и $\mu(D)$ можно установить следующим образом. Дифференцируя анодный ток как функцию анодного и сеточного напряжений $i_a = f(U_a, U_c)$, получаем:

$$di_a = \left(\frac{\partial i_a}{\partial U_c}\right)_{U_a} dU_c + \left(\frac{\partial i_a}{\partial U_a}\right)_{U_c} dU_a.$$

Для частного случая, когда анодный ток не меняется ($di_a = 0$), находим:

$$\left(\frac{\partial i_a}{\partial U_c}\right)_{U_a} + \left(\frac{\partial i_a}{\partial U_a}\right)_{U_c} \left(\frac{\partial U_a}{\partial U_c}\right)_{i_a} = 0.$$

Далее, используя (96, 3), (96, 4) и (96, 5), из последнего получим искомую связь между параметрами лампы:

$$\frac{SR_i}{\mu} = 1 \text{ или } SR_iD = 1. \qquad (96,7)$$

Найденное выражение носит название уравнения Баркгаузена.

§ 97. Усиление электрических сигналов

Управляющее действие сеточного напряжения по отношению к анодному току триода используется для усиления различных электрических сигналов. Чтобы понять принцип действия триода как усилителя, рассмотрим схему, изображенную на рисунке 7.13, *а*. По этой схеме в анодную цепь лампы включается сопротивление R_a, которое называется анодной нагрузкой усилителя, усилитель же такого типа называется усилителем на сопротивлении.

UNREGISTERED COPY OF SCANPAYRUS

Напряжение на аноде лампы усилителя, согласно закону Ома, определяется разностью между напряжением анодной батареи и напряжением на анодной нагрузке:

$$U_a = U_{аб} - i_a R_a. \qquad (97,1)$$

Усиливаемый сигнал подается на сетку лампы в виде переменного напряжения, и его мерой будет вызываемое им изменение напряжения на сетке ΔU_c. Изменение напряжения сетки порождает изменение анодного тока Δi_a, которое в свою очередь вызовет изменение напряжения на аноде лампы ΔU_a, равное в соответствии с (97,1):

$$\Delta U_a = -R_a \Delta i_a. \qquad (97,2)$$

Таким образом, если на сетке лампы изменяется напряжение, то будет изменяться и напряжение на аноде лампы; при этом при увеличении сеточного напряжения (при увеличении анодного тока) анодное напряжение уменьшается.

Регистрируя каким-либо прибором довольно значительные изменения анодного напряжения, мы тем самым будем регистрировать подачу слабых сигналов на сетку лампы. В этом заключается физическая сущность усиления сигнала трехэлектродной лампой.

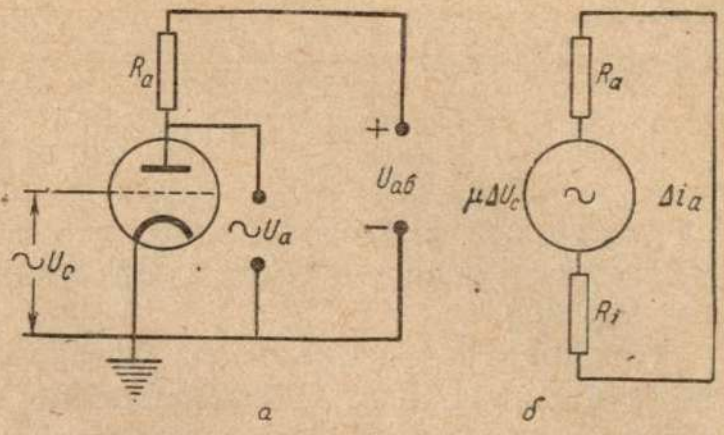


Рис. 7.13. Усилитель на сопротивлениях: *а* — схема; *б* — эквивалентная схема.

Отношение, показывающее, во сколько раз получаемое изменение напряжения на аноде лампы превосходит соответствующее ему изменение напряжения на сетке, называется динамическим коэффициентом усиления лампы (в отличие от статического коэффициента усиления) или просто коэффициентом усиления каскада усилителя:

$$\mu_д = -\frac{\Delta U_a}{\Delta U_c}. \qquad (97,3)$$

UNREGISTERED COPY OF SCANPAPYRUS

Процесс усиления сигнала связан только с изменениями токов и напряжений в лампе. Поэтому рассчитать коэффициент усиления можно из эквивалентной схемы усилителя для переменного тока. Изменение напряжения на сетке ΔU_c эквивалентно изменению напряжения в анодной цепи на величину $\mu\Delta U_c$. В отношении изменений напряжений и токов лампу можно заменить источником переменной э. д. с. $\mu\Delta U_c$ с внутренним сопротивлением триода R_i, замкнутым на внешнюю цепь R_a. Такая эквивалентная схема усилителя изображена на рисунке 7.13, *б*. В ней отсутствуют источники постоянных напряжений, так как они определяют только режим работы лампы (с их помощью лампа приводится в состояние, необходимое для усиления сигнала).

Пользуясь схемой рисунка 7.13, легко определить изменение анодного тока:

$$\Delta i_a = \frac{\mu\Delta U_c}{R_i + R_a},$$

что позволяет по (97,2) найти изменение напряжения на аноде лампы:

$$\Delta U_a = -\frac{\mu R_a}{R_i + R_a}\Delta U_c.$$

Отсюда находим выражение для динамического коэффициента усиления (97,3):

$$\mu_д = \frac{\mu R_a}{R_i + R_a}. \qquad (97,4)$$

Из этого соотношения видно, что динамический коэффициент усиления всегда меньше статического коэффициента усиления ($\mu_д < \mu$).

На практике чаще всего нагрузочное сопротивление берут меньше внутреннего, поэтому очень важным является случай, когда $R_a \ll R_i$. Для этого частного случая соотношение (97,4) приближенно принимает вид:

$$\mu_д = \frac{\mu}{R_i} R_a.$$

Далее, используя формулу Баркгаузена (96,7), можно записать:

при
$$\left.\begin{aligned} \mu_д &= SR_a \\ R_a &\ll R_i \end{aligned}\right\}. \qquad (97,5)$$

Выше рассматривался усилитель на сопротивлении. Существуют и другие схемы усилителей, ознакомиться с которыми можно в радиотехнической литературе.

Усилители на электронных лампах наряду со схемами генерирования электрических колебаний являются основой современной радиотехники. Кроме того, они широко используются в телеграфии, телефонии, автоматике, телемеханике.

UNREGISTERED COPY OF SCANPAPYRUS

§ 98. Многосеточные лампы

Для повышения коэффициента усиления сигналов высокой частоты и для увеличения устойчивой работы усилителей применяются электронные лампы, имеющие несколько сеток.

Чтобы уменьшить влияние анода на электронный поток, а тем самым повысить коэффициент усиления лампы, между управляющей сеткой и анодом помещают вторую (экранную) сетку, на которую подают положительное напряжение, несколько меньшее анодного напряжения. Такая лампа с четырьмя электродами называется тетродом.

Экранная сетка тетродов частично перехватывает линии напряженности, идущие от анода (частично экранирует анод), поэтому изменение анодного напряжения тетрода сказывается гораздо меньше на изменении анодного тока, чем у триода. Коэффициент усиления и внутреннее сопротивление таких ламп резко возрастают, крутизна же их мало отличается от крутизны триодов. Включение тетрода в цепь показано на рисунке 7.14, *а*.

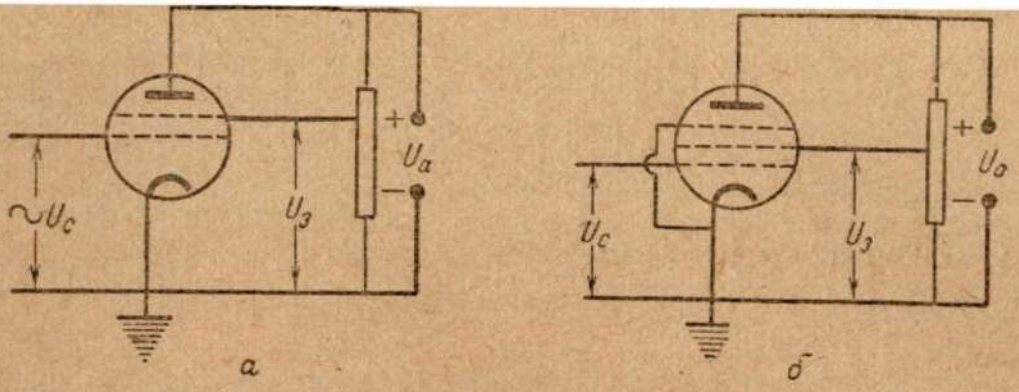


Рис. 7.14. Включение в цепь многосеточных ламп: *а* — тетрода; *б* — пентода.

Работа экранированной лампы часто осложняется так называемым динатронным эффектом. Этот эффект заключается в том, что при достаточно больших скоростях электроны, достигающие анода, вызывают вторичную эмиссию электронов с его поверхности. Если потенциал анода делается ниже потенциала экранной сетки (что может быть при переменном напряжении на сетке), то электроны вторичной эмиссии будут двигаться к экранной сетке, в результате анодный ток лампы уменьшится и на вольт-амперной характеристике тетрода появится провал, ухудшающий усилительные качества лампы.

Для устранения влияния динатронного эффекта между экранирующей сеткой и анодом вводится дополнительная защитная (противодинатронная) сетка, которая соединяется с катодом (часто внутри лампы). Находясь под нулевым потенциалом, эта сетка тормозит вторичные электроны, не оказывая существенного влияния на движение основного электронного потока. Подобные лампы с пятью электродами (пентоды) имеют высокий коэффициент усиления, их характеристики без провалов, поэтому они более широко применяются, нежели тетроды. На рисунке 7.14, *б* приведена схема включения пентода в цепь.

UNREGISTERED COPY OF SCANPAPYRUS

Помимо рассмотренных ламп, в радиотехнике широко применяются и другие лампы специального назначения (лампы с двумя управляющими сетками, двойные диоды, двойные триоды и т. д.), с которыми можно ознакомиться в специальной литературе.

§ 99. Электронный осциллограф

Электронный осциллограф предназначен для изучения быстрых электрических процессов. Основной его частью является электроннолучевая трубка, схематически изображенная на рисунке 7.15. Излучатель электронов подобен катоду электронной лампы средней мощности. Нить накала *1—2* нагревает цилиндрический катод, покрытый оксидным слоем и излучающий

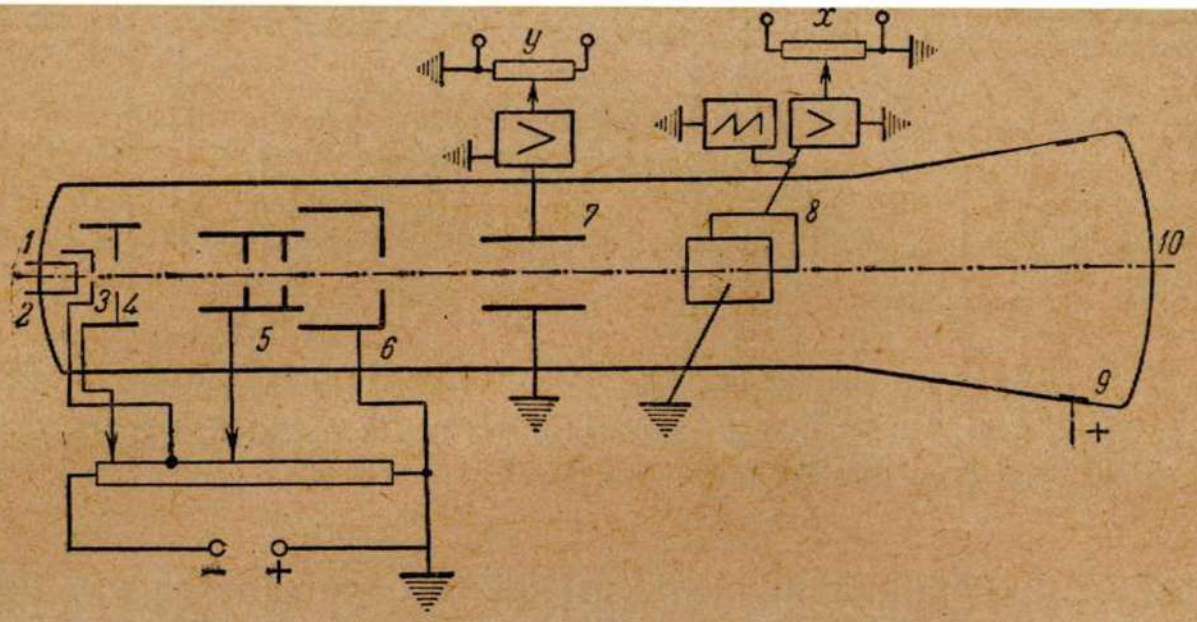


Рис. 7.15. Схема электронного осциллографа.

электроны. Перед катодом *3* находится диафрагма *4* с узким отверстием — так называемый модулирующий электрод. На этот электрод с делителя напряжения подается отрицательный по отношению к катоду потенциал, изменением которого регулируется яркость луча.

Электроды *5* и *6* называются соответственно первым и вторым анодами. (Потенциал второго анода выше потенциала первого.) Электрическое поле между электродами *4—5* и *5—6* ускоряет электроны и вместе с тем фокусирует их в одну точку флуоресцирующего экрана *10*. Две пары пластин *7* и *8* отклоняют электронный луч в вертикальной (y) и горизонтальной (x) плоскостях. Электрод *9* служит для подачи дополнительного ускоряющего напряжения. На вход x обычно подается от местного генератора пилообразное напряжение. Пилообразная форма напряжения (рис. 7.16), нарастая пропорционально времени, вызывает равномерное движение пятна на экране в горизонтальном направлении (развертка во времени) в течение времени t_1. За время $t_2 \ll t_1$ электронный луч возвращается в исходное положение. На время обратного хода луча на модулирующий электрод *4* подается отрицательное запирающее напряжение, преграждающее доступ электронам к экрану.

Исследуемое напряжение подается на вход y через делитель напряжения и усилитель. Под действием электрических полей, создаваемых пластинами *7* и *8*, исследуемый процесс будет развернут во времени, и на флуоресцирующем экране *10* электронный луч вычертит кривую зависимости величины изучаемого явления от времени, $y=f(t)$. Вместо пилообразного напряжения на вход x можно подать напряжение от внешнего источника, тогда на экране могут наблюдаться фигуры Лиссажу или другие линии, получающиеся при сложении взаимно перпендикулярных колебаний.

UNREGISTERED COPY OF SCANPAPYRUS

Устройство, предназначенное для фокусирования электронного пучка, называется электронной линзой. Управление электронным лучом может осуществляться с помощью электрических и магнитных полей, соответственно могут быть электрические и магнитные линзы.

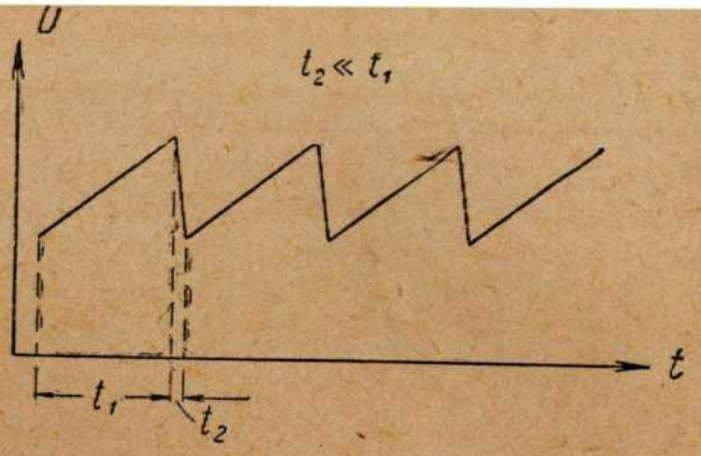


Рис. 7.16. Форма развертывающего пилообразного напряжения осциллографа.

(251)

Рассмотрим действие электрической линзы, которая реализуется между первым и вторым анодами осциллографа. Характер поля такой линзы схематически изображен эквипотенциальными линиями на рисунке 7.17. Поле сосредоточено в основном у щели между цилиндрами. Предположим, что электрон влетает в линзу слева направо. Тогда, пока он пролетает линзу, поле все время сообщает ему ускорение вдоль оси (тангенциальные составляющие силы F_τ, показанные на рисунке 7.17, имеют одно направление) и в то же время отклоняет его сначала вниз, а затем вверх. Но так как первую половину линзы электрон пролетает с меньшей средней скоростью, чем вторую, то его отклонение вниз будет преобладать над отклонением вверх и в общем он отклоняется к оси линзы. Регулируя потенциал первого анода, можно изменить сходимость электронного пучка и добиться наилучшей его фокусировки на экране.

UNREGISTERED COPY OF SCANPAPYRUS

Управляющий электрод, имея отрицательный потенциал относительно катода, своим электрическим полем сжимает выходящий из катода электронный пучок. Общая картина фокусирующего действия электрических линз осциллографа изображена на рисунке 7.18.

Осциллографом можно исследовать как единичные импульсы, так и периодически повторяющиеся сигналы. Для фиксации одиночных электрических импульсов применяются специальные

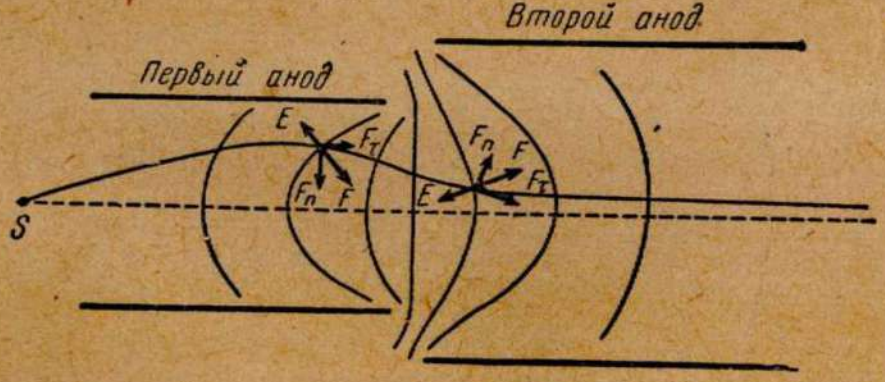


Рис. 7.17. Схема действия электрической линзы.

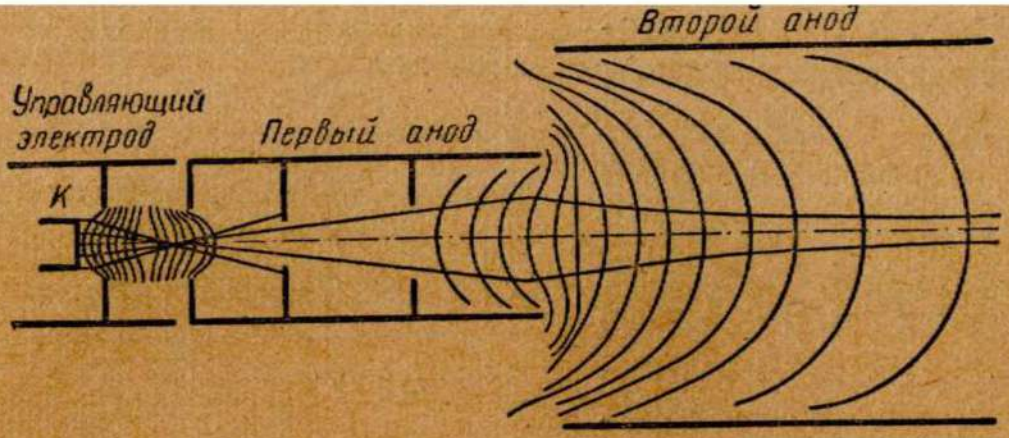


Рис. 7.18. Фокусировка электронов в электроннолучевой трубке.

трубки с экраном длительного послесвечения. Для фиксации повторяющихся сигналов в одном и том же месте экрана прибора (для получения устойчивого изображения) необходимо, чтобы период повторения развертки t_1+t_2 (рис. 7.16) был равен или кратен периоду повторения сигнала. Для осуществления этого условия (условия синхронизации) в осциллографах предусматриваются устройства, с помощью которых можно менять период изменения напряжения развертки.

Современные осциллографы позволяют исследовать длительность кратковременных процессов, фотографировать, наблюдать одновременно несколько различных процессов и т. д. Наименьшая длительность процессов, которая фиксируется современными осциллографами достигает 10^{-10} *сек*.

UNREGISTERED COPY OF SCANPAPYRUS

Электроннолучевые трубки применяются в радиолокации, в телевидении, в электронно-вычислительных машинах и т. д.

ГЛАВА VIII

МАГНИТНОЕ ПОЛЕ ТОКА

§ 100. Основные явления. Магнитное поле

Взаимодействие токов. Возьмем два проводника, по которым протекает ток. В простейшем случае это будут параллельные прямые проводники. Между такими проводниками при пропускании по ним тока возникают силы взаимодействия. При одинаковом направлении токов проводники притягиваются, при токах противоположного направления проводники отталкиваются (рис. 8.1). При непараллельных проводниках сила взаимодействия иная, но общий характер явления изменяется незначительно: к силам притяжения или отталкивания прибавляются силы, стремящиеся повернуть проводники так, чтобы они стали параллельно друг к другу и токи в них были направлены одинаково.

UNREGISTERED COPY OF SCANPAPYRUS

Действие тока на магнит. Поместим магнитную стрелку (например, компас), являющуюся постоянным магнитом, вблизи проводника. Когда тока в проводнике нет, компасная стрелка устанавливается по направлению магнитного меридиана, при включении тока стрелка ориентируется определенным образом относительно проводника. Наблюдать это явление удобнее, если компасная магнитная стрелка расположена в горизонтальной плоскости, как это показано на рисунке 8.2.

Взаимодействие токов и магнитов. Обмотав цилиндрическую катушку проводом, получим так называемый соленоид. Сделав легкие, гибкие токоподводы, присоединенные к середине обмотки, подвесим на них соленоид (рис. 8.3), тогда последний сможет легко поворачиваться в горизонтальной плоскости, подобно тому как компасная стрелка поворачивается на острие. При пропускании достаточно сильного тока соленоид поворачивается и устанавливается, подобно магнит-

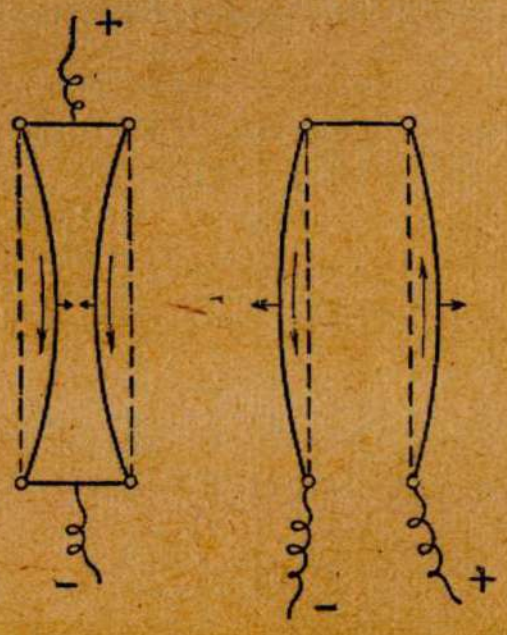


Рис. 8.1. Взаимодействие параллельных токов.

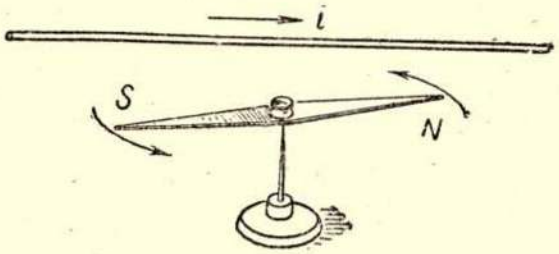


Рис. 8.2. Действие электрического тока на магнитную стрелку.

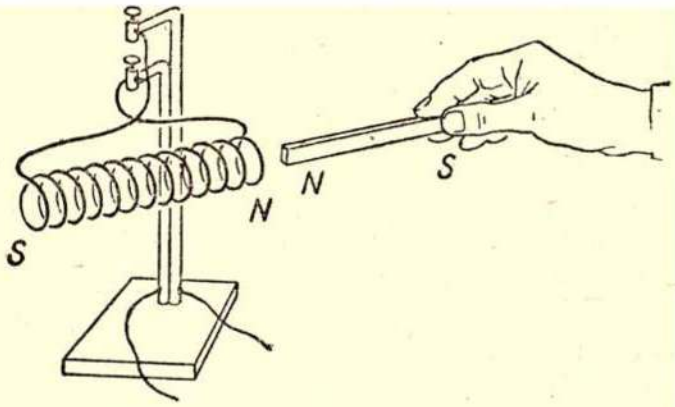


Рис. 8.3. Взаимодействие соленоида и магнита.

ной компасной стрелке, по направлению магнитного меридиана. Если приблизить к соленоиду с током другой соленоид с током или постоянный магнит, то наблюдается притяжение или отталкивание концов соленоида и полюсов магнита. *Тот конец соленоида, который обтекается током против часовой стрелки, ведет себя как северный полюс магнита, конец соленоида, обтекаемый током по часовой стрелке,— как южный.* Следовательно, соленоид по своим магнитным свойствам подобен компасной стрелке, т. е. постоянному магниту.

Действие прямого тока на рамку, обтекаемую током. Поместим вблизи прямого проводника, по которому течет ток i, небольшой плоский прямоугольный или круглый проволочный контур (рамку), подвешенный на гибких токоподводах (рис. 8.4). Такой контур можно рассматривать как очень короткий соленоид, состоящий из одного витка. При пропускании по контуру тока i_1 он поворачивается, стремясь занять определенное положение по отношению к прямому проводнику с током: он стремится стать так, чтобы плоскость контура и плоскость, в которой лежит прямой проводник с током i, совпали. При этом в той стороне рамки, которая расположена ближе к проводнику, направления токов i и i_1 совпадают.

UNREGISTERED COPY OF SCANPAPYRUS

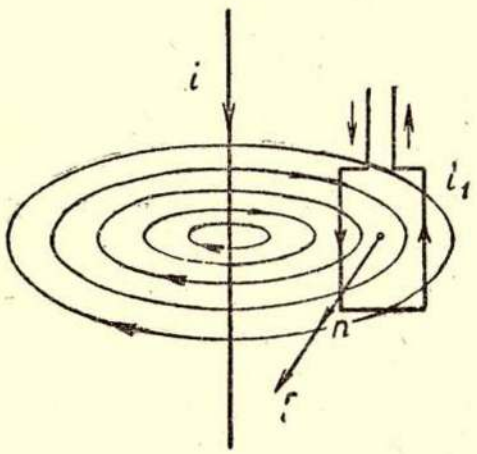


Рис. 8.4. Взаимодействие прямого тока и контура с током.

Все рассмотренные явления мы объясняем на основании представлений о магнитном поле электрического тока. При появлении электрического тока в окружающем пространстве возникает магнитное поле. В отличие от рассмотренного ранее электрического поля, которое создается неподвижными электрическими зарядами, магнитное поле появляется лишь при движении зарядов как положительных, так и отрицательных. Магнитное поле по-

стоянных магнитов, как увидим далее, также вызвано движением электрических зарядов в атомах ферромагнетика.

Магнитное поле тока возникает вокруг проводника с током независимо от того, находятся ли поблизости от этого проводника другие проводники с током или без тока, находится ли проводник в вакууме или в какой-либо среде.

§ 101. Напряженность магнитного поля тока в вакууме

Из опыта (рис. 8.4) видно, что на рамку с током действует момент M пары сил, стремящийся расположить рамку в плоскости, проходящей через проводник с током i, причем, как это было отмечено выше, в ближайшей к проводнику стороне рамки направление тока будет совпадать с направлением тока в проводнике. Из опытов с рамками различных размеров, обтекаемых разными токами, следует, что *вращающий момент при неизменном расстоянии рамки от проводника с током пропорционален произведению величины тока i на площадь рамки и на ток i_1 в рамке:*

$$M \sim i i_1 S, \qquad (101,1)$$

где S — площадь [illegible] магнитным моментом замкнутого тока величину, пропорциональную произведению тока в контуре на площадь, охватываемую контуром. Обозначим эту величину через P. Тогда

$$P \sim i_1 S. \qquad (101,2)$$

Магнитный момент $\vec{P}$ контура тока — векторная величина. За направление этого вектора принято направление положительной нормали $\vec{n}$ к контуру с током, т. е. то направление, по которому перемещается буравчик, если движение его ручки совпадает с направлением тока. На рисунке 8.4 это будет направление от чертежа к наблюдателю.

Сопоставляя (101,1) и (101,2), получим:

$$\vec{M} \sim i\vec{P}. \qquad (101,3)$$

Но ток i может воздействовать на рамку с током i_1 только посредством созданного им магнитного поля. Поэтому в предыдущих формулах, вместо пропорциональности вращающего момента величине тока, можно записать пропорциональность вращающего момента некоторой характеристике магнитного поля, которую называют напряженностью магнитного поля H:

$$M \sim HP. \qquad (101,4)$$

UNREGISTERED COPY OF SCANPAPYRUS

Введя коэффициент пропорциональности k, зависящий от выбора единиц, мы можем далее перейти к равенству:

$$M = kHP. \qquad (101,5)$$

В ряде формул системы СИ коэффициентом пропорциональности k является магнитная постоянная μ_0, которая вводится аналогично тому, как ранее была введена диэлектрическая проницаемость вакуума ε_0. Ее числовое значение $4\pi \cdot 10^{-7}$, а размерность (см. ниже § 105)

$$[\mu_0] = \frac{кг \cdot м}{сек^2 \cdot а^2}.$$

Величину μ_0 в данном случае удобнее отнести к магнитному моменту тока, полагая

$$P = \mu_0 i_1 S.$$

Тогда из (101,5) определяем *напряженность магнитного поля H как отношение максимальной величины вращающего момента, действующего на рамку с током, к ее магнитному моменту*

$$H = \frac{M}{P}. \qquad (101,6)$$

За единицу напряженности магнитного поля примем напряженность такого поля, в котором на рамку с током, магнитный момент которой равен единице, действует вращающий момент, максимальное значение которого в вакууме равно единице. Максимальное значение вращающий момент имеет при расположении рамки в плоскости, перпендикулярной к плоскости, содержащей проводник с током и ось рамки. В системе СИ единицей напряженности магнитного поля является ампер на метр $\left(\frac{а}{м}\right)$. Определение ее будет дано ниже.

UNREGISTERED COPY OF SCANPAPYRUS

Напряженность магнитного поля H есть вектор, его направление есть то, вдоль которого стремится расположиться вектор $\vec{P}$, т. е. магнитный момент замкнутого тока.

Картину магнитного поля тока можно наблюдать, пользуясь методом, аналогичным тому, с помощью которого наблюдаются электростатические поля. Поместим на горизонтальной плоскости вокруг вертикального проводника с током ряд магнитных стрелок (компасов). Магнитный момент каждой стрелки направлен вдоль оси стрелки от южного полюса к северному. Все стрелки будут располагаться по замкнутым окружностям, как показано на рисунке 8.5, *а*. Вместо магнитных стрелок можно взять рамки с током, подобные изображенным на рисунке 8.4. Все они установятся так, что направления их нормалей $\vec{n}$ будут касательными к некоторым окружностям, проходящим через

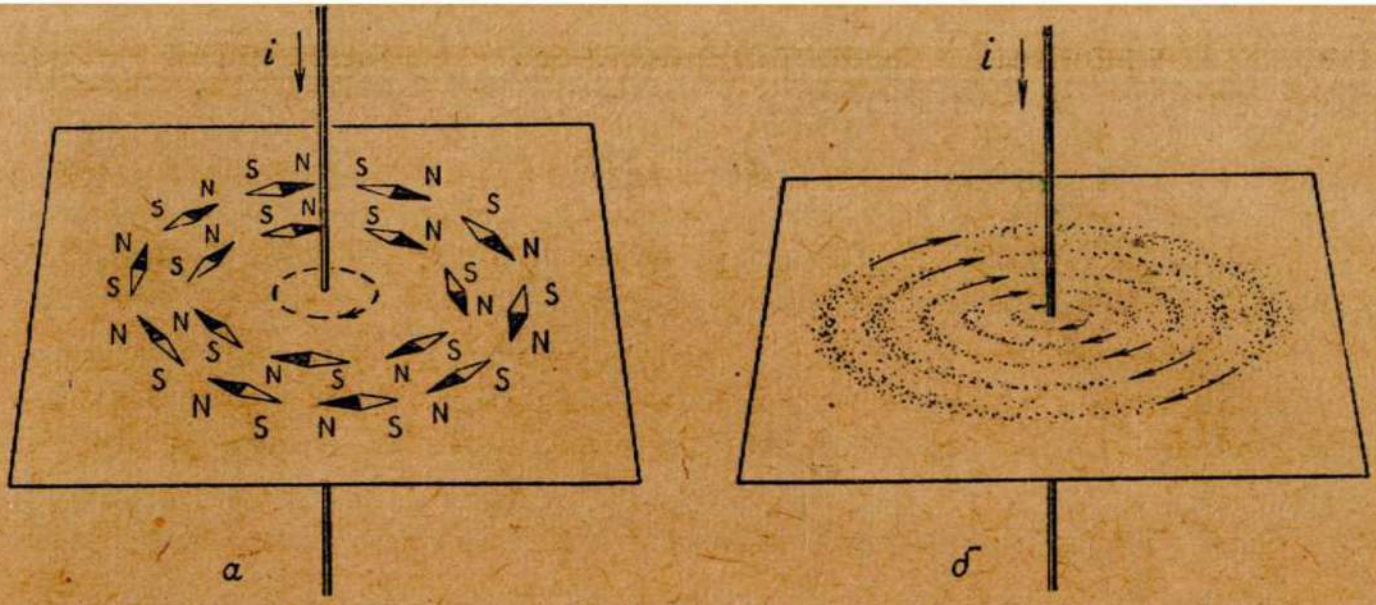


Рис. 8.5. Картина расположения в магнитном поле прямого тока магнитных стрелок и железных опилок.

центр каждой рамки. На рисунке 8.5, *а* такие окружности можно провести через центры магнитных стрелок, находящихся на одинаковом расстоянии от проводника с током. Оси стрелок расположатся по касательным к этим окружностям.

Еще проще можно наблюдать картину магнитного поля проводника с током, если пропустить проводник через гладкую горизонтальную пластину, например стеклянную, и посыпать эту пластину мелкими железными опилками. При легком постукивании по пластине опилки располагаются вокруг проводника так, как располагались магнитные стрелки на рисунке 8.5, *а*. Картина расположения опилок вокруг прямолинейного проводника с током приведена на рисунке 8.5, *б*. Линии, по которым располагаются опилки, мы назовем линиями напряженности магнитного поля. Вектор напряженности магнитного поля в любой точке поля направлен по касательной к линии напряженности. Следовательно, *за направление линии напряженности в данной точке принимается направление, в котором ориентируется вектор момента замкнутого тока.*

UNREGISTERED COPY OF SCANPAPYRUS

По направлению линий напряженности устанавливается северный полюс магнитной стрелки. Направление линий напряженности легко определять по мнемоническому правилу «буравчика»: *направление линии напряженности совпадает с направлением движения ручки буравчика, ввинчиваемого вдоль направления тока.*

Метод линий напряженности, как указывалось ранее в электростатике, является удобным геометрическим методом описания поля.

Впервые физическую теорию магнитного поля дал Фарадей, который рассматривал магнитное поле как особую деформацию гипотетической механической среды — эфира.

В начале текущего столетия гипотеза механического эфира была оставлена. Ряд опытов, как например опыт Майкельсона, доказал, что среды, подобной эфиру, не существует. Но отказ от фарадеевской трактовки электрического и магнитного поля не означает возврата к теории дальнодействия, возникшей во времена Ньютона и рассматривавшей взаимное притяжение и отталкивание тел как их первичное свойство.

Современная физика рассматривает электромагнитное, гравитационное и другие физические поля как особые виды материи, осуществляющие взаимодействие между различными частицами. Как и любая материя, поле обладает массой и энергией.

§ 102. Закон Лапласа — Био — Савара

Био и Савар произвели ряд опытов по изучению магнитного поля, создаваемого при протекании тока по проводникам различной формы. Для этого они помещали вблизи проводника с током магнитную стрелку и измеряли период колебаний стрелки возле положения равновесия. Такие колебания магнитной стрелки в поле постоянного магнита изучались еще ранее К. Гауссом, установившим, что период колебания T обратно пропорционален корню квадратному из напряженности поля H.

Теоретически обобщив результаты опытов Био и Савара, Лаплас получил дифференциальную формулу, выражение для напряженности поля, создаваемого элементом тока. Под элементом тока понимают произведение тока i на элементе длины dl проводника.

UNREGISTERED COPY OF SCANPAPYRUS

Закон Лапласа выражается так:

$$dH = k \cdot \frac{idl \sin \alpha}{r^2}, \qquad (102,1)$$

где α — угол между направлениями элемента тока и радиус-вектора r, идущего от элемента тока к точке, в которой определяется напряженность поля (рис. 8.6).

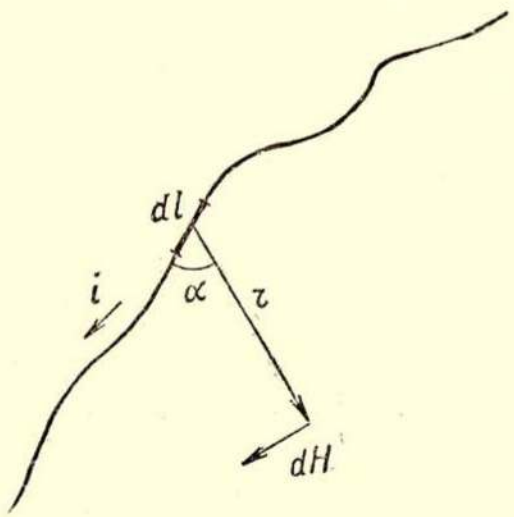


Рис. 8.6. К выводу закона Лапласа—Био—Савара.

Коэффициент k определяется лишь единицами измерения, в системе СИ он равен $\frac{1}{4\pi}$.

Интегрирование соотношения (102,1), применяемого к проводникам определенной конфигурации, дает частные случаи интегральной формы закона Лапласа—Био—Савара.

Поле в центре кругового тока. Ток протекает по кругу радиуса R. Учитывая, что $\sin \alpha = 1$, а i и R — постоян-

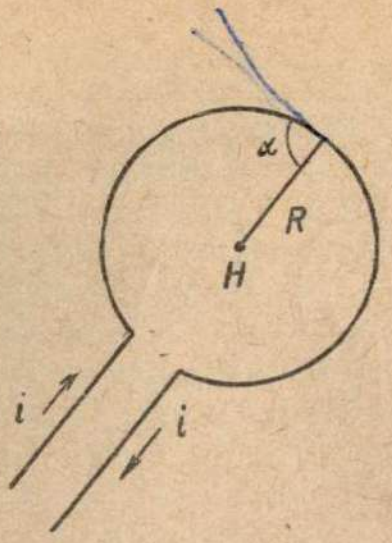


Рис. 8.7. К выводу закона Био—Савара для кругового тока.

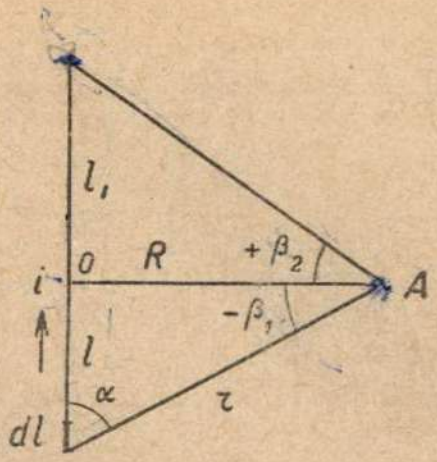


Рис. 8.8. К выводу закона Био—Савара для прямолинейного проводника с током.

ные величины, найдем напряженность поля в центре круга (рис. 8.7):

$$H = k\int_0^{2\pi R}\frac{\sin\alpha\cdot i\,dl}{R^2} = \frac{ki}{R^2}\int_0^{2\pi R} dl = k\cdot\frac{2\pi i}{R} = \frac{i}{2R}. \qquad (102,2)$$

Поле прямолинейного проводника с током. Проводник с током i длиной $l+l_1$ находится на расстоянии $R=OA$ от точки A, в которой [illegible] напряженность магнитного поля H (рис. 8.8). Угол β между радиус-вектором r и кратчайшим расстоянием от точки A до проводника будем считать отрицательным, если он откладывается вниз от линии OA, и положительным, если он откладывается вверх от OA; l и l_1 могут быть равны друг другу. Пределы интегрирования (101,1) берем по величинам углов β_1 и β_2. Так как

$$r = \frac{R}{\cos\beta},\quad l = R\operatorname{tg}\beta,$$

$$dl = \frac{R\,d\beta}{\cos^2\beta}\quad\text{и}\quad \sin\alpha = \cos\beta,$$

то

$$H = ki\int_{-\beta_1}^{+\beta_2}\frac{\sin\alpha\cdot dl}{r^2} = ki\int_{-\beta_1}^{+\beta_2}\frac{\cos\beta\cdot R\,d\beta}{\frac{R^2}{\cos^2\beta}\cos^2\beta} = \frac{i}{4\pi R}(\sin\beta_2+\sin\beta_1). \qquad (102,3)$$

Для очень длинного проводника, т. е. когда $l+l_1\gg R$ и $\beta_1=\beta_2=\frac{\pi}{2}$, (102,3) принимает вид:

$$H = \frac{i}{2\pi R}. \qquad (102,4)$$

UNREGISTERED COPY OF SCANPAYRUS

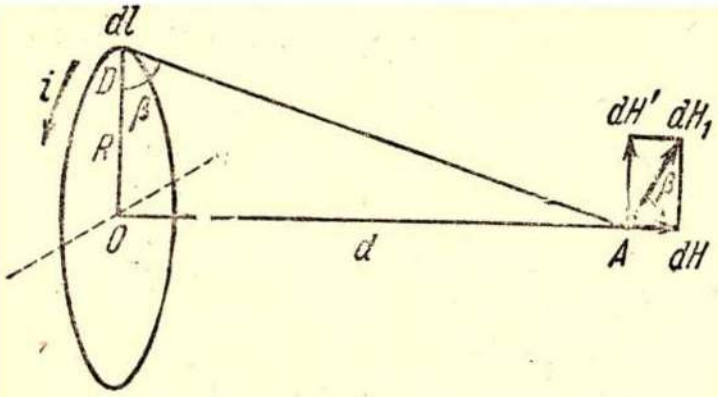


Рис. 8.9. К выводу формулы напряженности магнитного поля на оси кругового тока.

Поле на оси кругового тока. Найдем напряженность магнитного поля H в точке A, расположенной на оси кругового тока радиуса R, на расстоянии d от центра круга (рис. 8.9).

Поле dH_1, созданное элементом тока idl по (102,1):

$$dH_1 = k \cdot \frac{idl \sin \alpha}{R^2 + d^2}. \qquad (102,5)$$

Разложим вектор dH_1 на две составляющие: dH, направленную вдоль оси OA, и dH', перпендикулярную к ней. При суммировании полей всех элементов тока по длине окружности составляющие dH' в сумме дадут нуль, поэтому поле H будет складываться лишь из суммы составляющих

$$dH = dH_1 \cos \beta. \qquad (102,6)$$

Угол β легко определить из треугольника AOD:

$$\cos \beta = \frac{R}{(R^2 + d^2)^{\frac{1}{2}}}. \qquad (102,7)$$

UNREGISTERED COPY OF SCANPAPYRUS

Подставив (102,6) и (102,5) и учитывая, что $\sin \alpha = 1$, имеем:

$$dH = k \cdot \frac{iR\,dl}{(R^2 + d^2)^{\frac{3}{2}}}, \qquad (102,8)$$

а интегрируя по dl от 0 до $2\pi R$, получим, учитывая, что коэффициент $k = \frac{1}{4\pi}$:

$$H = k \int_0^{2\pi R} \frac{iR\,dl}{(R^2 + d^2)^{\frac{3}{2}}} = k \cdot \frac{2\pi i R^2}{(R^2 + d^2)^{\frac{3}{2}}} = \frac{iR^2}{2(R^2 + d^2)^{\frac{3}{2}}}. \qquad (102,9)$$

При $d = 0$ получаем закон Лапласа — Био — Савара для кругового тока (102,2).

Если расстояние d по оси кругового тока значительно превышает радиус R, то в формуле (102,9) первым членом в скобках в знаменателе можно пренебречь, так как он во много раз меньше второго члена. Стоящее в числителе произведение πR^2 равно площади S круга, обтекаемого током, а величина $\mu_0 iS$

есть магнитный момент тока. Учтя это, вместо (102,9) можно написать:

$$H = k \cdot \frac{2P}{\mu_0 d^3} = \frac{P}{2\pi\mu_0 d^3}. \qquad (102,10)$$

Полученная формула аналогична формуле для расчета напряженности поля электрического диполя, поэтому круговой ток можно формально рассматривать как некоторый магнитный диполь. Поле этого диполя рассчитывается аналогично полю электрического диполя. В общем случае поле в точке на достаточно большом расстоянии d от центра диполя по прямой, составляющей угол φ с осью кругового тока, будет

$$H = \frac{P}{4\pi\mu_0 d^3}\sqrt{1+3\cos^2\varphi}. \qquad (102,11)$$

Поскольку в формулах (102,10) и (102,11) напряженность поля H выражена в функции магнитного момента P, в который входит магнитная постоянная μ_0, а H от μ_0 не зависит, правую часть этих формул надо разделить на μ_0.

§ 103. Действие поля на ток

Обобщая результаты исследования действия магнитного поля на различные проводники с током, Ампер установил, что сила dF, с которой в вакууме магнитное поле действует на элемент тока idl, выражается так:

$$dF = \mu_0 i dl H \sin\alpha, \qquad (103,1)$$

где α — угол между направлением вектора элемента тока, совпадающего с направлением тока, и вектора напряженности магнитного поля. Выражение (103,1) называется формулой Ампера. Силу, действующую со стороны поля на ток, называют амперовой силой.

Величина $B_0 = \mu_0 H$ называется магнитной индукцией вакуума. Единицей измерения магнитной индукции в системе СИ является тесла, определение и размерность этой единицы будут даны ниже в § 121.

В формуле Ампера и в получаемых из нее других формулах для сил взаимодействия коэффициент k в системе СИ равен единице.

Применение формулы Ампера к прямолинейному проводнику длиной l, расположенному в однородном магнитном поле, дает:

$$F = \mu_0 Hil \sin\alpha = B_0 il \sin a. \qquad (103,2)$$

Действие амперовой силы F легко наблюдать на простых опытах. Между полюсами электромагнита или сильного

UNREGISTERED COPY OF SCANPAPYRUS

Ампер, Андре Мари (1775—1836)

подковообразного постоянного магнита помещается провод (рис. 8.10). При включении тока провод выталкивается из междуполюсного пространства. При изменении направления тока в проводе или изменении направления линий напряженности магнитного поля направление отклоняющей силы также меняется.

Направление амперовой силы легко найти, если воспользоваться картиной линий напряженности полей тока и магнита (рис. 8.11). В проводнике, помещенном перпендикулярно к чертежу, ток идет от наблюдателя, следовательно, по правилу буравчика линии напряженности поля тока направлены по часовой стрелке. Над проводником они направлены одинаково с линиями поля магнита или электромагнита. Здесь плотность линий напряженности будет большой. Под проводником поля тока и магнита противоположны, плотность линий мала. Воспользовавшись рассмотренными ранее фарадеевыми представлениями о поперечном отталкивании линий напряженности, мы придем к заключению, что действующая на проводник сила направлена вниз. Из рассмотренного примера легко получить общее мнемоническое правило для нахождения направления амперовой силы — правило левой руки: *если расположить левую руку так, чтобы линии напряженности магнитного поля входили в ладонь, а четыре вытянутых пальца показывали направление тока, то большой палец, находящийся в одной плос-*

UNREGISTERED COPY OF SCANPAPYRUS

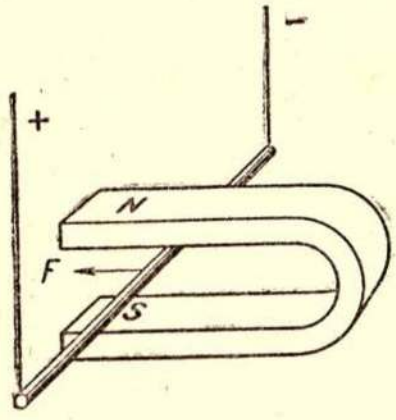


Рис. 8.10. Действие амперовой силы на проводник с током в магнитном поле.

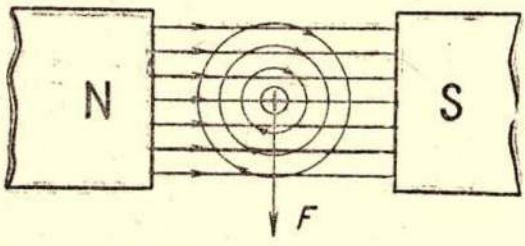


Рис. 8.11. Определение направления амперовой силы (правило левой руки).

кости с остальными и перпендикулярный к ним, покажет направление амперовой силы.

Формула (103,1) точна в вакууме, в магнитной среде она примет несколько иной вид (§ 115), но практически в любой среде, кроме ферромагнитной, формула (103,1) будет справедлива.

§ 104. Взаимодействие токов. Законы Ампера

Из формулы Ампера (103.2) легко получить выражение для силы взаимодействия двух токов. Рассмотрим два параллельных тока i_1 и i_2, находящихся на расстоянии r один от другого (рис. 8.12). Пусть длина каждого проводника равна l, тогда, поскольку каждый из проводников с током находится в магнитном поле тока другого проводника, к ним можно применить формулу Ампера (103,2). Сила, с которой второй ток действует на первый, будет:

$$F_{2,1} = i_1 B_2 l = \mu_0 i_1 H_2 l. \qquad (104,1)$$

Напряженность поля H_2 второго тока i_2 находим из закона Лапласа — Био — Савара (102,4), полагая, что длина проводников настолько велика, что к ним можно применять формулу (102,4). Тогда

UNREGISTERED COPY OF SCANPAPYRUS

$$F_{2,1} = \frac{\mu_0 i_1 i_2 l}{2\pi r}. \qquad (104,2)$$

Легко показать, что сила $F_{2,1}$, с которой первый ток действует на второй, равна и противоположна силе $F_{1,2}$, с которой второй ток действует на первый.

Направления сил $F_{2,1}$ и $F_{1,2}$ можно найти, воспользовавшись правилом левой руки. Поместив левую руку вытянутыми пальцами вдоль тока i_1 ладонью к наблюдателю (навстречу линиям напряженности поля тока i_2), найдем, что сила $F_{1,2}$ направлена ко второму проводнику. Так же найдем, что сила $F_{2,1}$ направлена к первому проводнику.

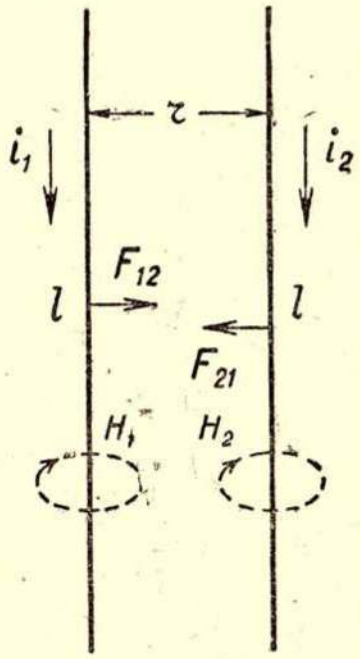


Рис. 8.12. Взаимодействие параллельных токов.

Для взаимодействия прямых токов Ампером установлены следующие законы:

I закон: *параллельные токи одного направления притягиваются.*

II закон: *параллельные токи противоположных направлений отталкиваются.* [Силы взаимодействия определяются выражением (104,2).]

III закон: *непараллельные токи стремятся стать параллельными одного направления.*

Законы Ампера, формула Ампера (103,1) и закон Лапласа (102,1) могут быть получены из общего закона взаимодействия элементов токов, найденного Ампером:

$$dF_{1,2} = \frac{\mu_0 i_1 dl_1 i_2 dl_2 \sin\alpha_1 \sin\alpha_2}{r_{1,2}^2}, \qquad (104,3)$$

где α_1 — угол между направлением элемента тока $i_1 dl_1$ и $r_{1,2}$, а α_2 — угол между элементом тока $i_2 dl_2$ и нормалью к плоскости, в которой лежат $i_1 dl_1$ и $r_{1,2}$.

§ 105. Система единиц СИ

Как мы уже знаем из предыдущих глав этой книги, в системе СИ при рационализированной записи уравнений в закон Кулона и получаемые из него выражения для напряженности поля, потенциала и другие входит множитель 4π, естественный для шаровой симметрии, свойственной этим формулам. Этот же множитель 4π появляется и в формулах электромагнетизма, где он входит во все формулы для напряженностей полей. Следовательно, во всех формулах для напряженностей поля коэффициент k надо положить равным $\frac{1}{4\pi}$. Тогда формула элементарного закона Лапласа — Био — Савара примет вид:

UNREGISTERED COPY OF SCANPAPYRUS

$$dH = \frac{1}{4\pi} \cdot \frac{idl \sin\alpha}{r^2}, \qquad (105,1)$$

напряженность поля в центре кругового тока определится формулой:

$$H = \frac{i}{2R}, \qquad (105,2)$$

а напряженность поля бесконечного прямого тока формулой:

$$H = \frac{i}{2\pi R}. \qquad (105,3)$$

В эти формулы не входит магнитная постоянная μ_0. В формуле (102,10) μ_0 входит и в числитель, в величину магнитного момента диполя $P = \mu_0 iS$, следовательно, она сокращается.

В выражения для сил взаимодействия между токами входит магнитная постоянная μ_0, а множитель 4π уже содержится в выражении для напряженности поля, входящего в каждую из формул для сил взаимодействия, следовательно, в этих формулах коэффициент k надо положить равным единице. Произведение магнитной постоянной μ_0 на напряженность поля H есть магнитная индукция B_0 в вакууме.

Формула Ампера (103,1) примет вид:

$$dF = \mu_0 i dl H \sin\alpha = B_0 i dl \sin\alpha, \qquad (105,4)$$

а закон Ампера (104,2):

$$F_{2,1} = \mu_0 i_1 l H_2 = \mu_0 \cdot \frac{i_1 i_2}{2\pi r} l; \qquad (105,5)$$

общий закон взаимодействия элементов тока (104,3):

$$dF = \mu_0 \cdot \frac{i_1 dl_1 i_2 dl_2 \sin\alpha_1 \sin\alpha_2}{r_{1,2}^2}. \qquad (105,6)$$

На основании формулы Ампера (105,5) дается определение четвертой основной единице системы СИ — ампера. Положив в (105,5) $i_1 = i_2 = 1\ a$, $l = r = 1\ м$, получаем, что $F = 2 \cdot 10^{-7}\ н$. Следовательно, *ампер — это сила такого неизменяющегося тока, который, проходя по двум параллельным прямолинейным проводникам бесконечной длины и ничтожно малого кругового сечения, расположенным на расстоянии* 1 *м один от другого в вакууме, вызывал бы между этими проводниками силу, равную* $2 \cdot 10^{-7}\ н$ *на каждый метр длины проводника.*

Практически эту силу взаимодействий можно измерить на электродинамических весах, представляющих собой две плоские катушки [illegible] на коромысле чувствительных весов. Пропуская по катушкам ток и уравновешивая разновесами силу притяжения катушек, можно найти силу F.

UNREGISTERED COPY OF SCANPAPYRUS

Приведенное выше определение ампера и формула 105,5 содержат определение числовой величины магнитной постоянной μ_0. Действительно, из (105,5) имеем:

$$\mu_0 = \frac{F \cdot 2\pi r}{i_1 i_2 l} = \frac{2 \cdot 10^{-7} н \cdot 2\pi \cdot 1\ м}{1\ а \cdot 1\ а \cdot 1\ м} = 4\pi \cdot 10^{-7}\ \frac{кг \cdot м}{сек^2 \cdot а^2} \left(\frac{гн}{м}\right). \qquad (105,7)$$

Единицей напряженности поля в системе СИ является ампер на метр $\left(\frac{а}{м}\right)$. Определяющей формулой служит формула закона Био — Савара для бесконечного прямого тока (102,4):

$$H = \frac{i}{2\pi r}.$$

Из нее следует, что $1\frac{а}{м}$ — *напряженность поля, создаваемая током в* 2π *ампер, протекающим в бесконечно длинном прямолинейном проводнике, на расстоянии одного метра от этого проводника.* Для практических целей более удобна единица ампер на сантиметр.

§ 106. Система единиц СГСМ

Если в формуле (103,2) силу F и длины l и r выражать в единицах системы СГС (в динах и сантиметрах), а коэффициент k положить равным единице, то этим будет определена единица тока в системе СГСМ — абсолютной электромагнитной системе единиц. Согласно этому определению, *единица тока в системе* СГСМ *— это сила такого неизменяющегося тока, который, проходя по двум параллельным прямолинейным проводникам бесконечной длины и ничтожно малого кругового сечения, расположенным на расстоянии 2 см один от другого в вакууме, вызвал бы между этими проводниками силу, равную* 1 *дин на каждый сантиметр длины проводника.*

Следовательно, при измерении тока в системе СГСМ во всех формулах $k=1$, а формула (103,2) принимает вид:

$$F = \frac{2i_1 i_2 l}{r}. \qquad (106,1)$$

Размерность единицы силы тока в системе СГСМ получим из предыдущей формулы:

$$[i_м] = г^{\frac{1}{2}} \cdot см^{\frac{1}{2}} \cdot сек^{-1}.$$

Размерность единицы силы тока в системе СГСЭ:

UNREGISTERED COPY OF SCANPAYRUS

$$[i_э] = г^{\frac{1}{2}} \cdot см^{\frac{3}{2}} \cdot сек^{-2}.$$

Отношение размерностей единиц силы тока в системах СГСЭ и СГСМ:

$$\left[\frac{i_э}{i_м}\right] = см \cdot сек^{-1}.$$

Численное значение отношения единиц силы тока в системах СГСЭ и СГСМ можно найти из опыта. Для этого разрядный ток конденсатора одновременно измеряется в единицах системы СГСМ и СГСЭ.

В единицах системы СГСМ ток измеряется с помощью измерительного прибора, называемого тангенс-гальванометром. Этот прибор представляет собой круговой проводник радиуса R из n витков проволоки. В центре круга находится небольшая по сравнению с радиусом магнитная стрелка. При отсутствии тока стрелка устанавливается в плоскости магнитного меридиана, в этой же плоскости устанавливают и плоскость кругового проводника. При пропускании тока по виткам обмотки тангенс-гальванометра магнитная стрелка поворачивается на некоторый угол, определяемый отношением напряженностей

поля H кругового тока и горизонтальной составляющей H_0 магнитного поля Земли (рис. 8.13).

Если AB — направление магнитного меридиана и, следовательно, направление горизонтальной составляющей H_0 напряженности магнитного поля Земли, то $\operatorname{tg}\alpha = \frac{H}{H_0}$, где H — напряженность поля в центре кругового тока, равная $\frac{2\pi i_м n}{R}$. Тогда величину тока в единицах системы СГСМ можно рассчитать так:

$$i_м = \frac{HR}{2\pi n} = \frac{H_0 R}{2\pi n} \operatorname{tg}\alpha. \qquad (106,2)$$

Горизонтальную составляющую H_0 напряженности магнитного поля Земли можно определить в единицах системы СГСМ методом, аналогичным тому, который был применен Био и Саваром для определения напряженности поля тока. Магнитная стрелка обладает магнитным моментом P, который может быть определен по способу Гаусса. Этот метод не связан с измерениями токов. Если известен магнитный момент стрелки P, ее момент инерции I, то по измеренному периоду T колебаний стрелки в магнитном поле можно найти H_0 по формуле:

UNREGISTERED COPY OF SCANPAPYRUS

$$T = 2\pi \sqrt{\frac{I}{PH_0}}. \qquad (106,3)$$

Для сравнения единиц силы тока в системах СГСМ и СГСЭ применяется схема рисунка 8.14. Через камертон, частота колебаний которого ν, от батареи U заряжается конденсатор C, который через полпериода разряжается на тангенс-гальванометр T.

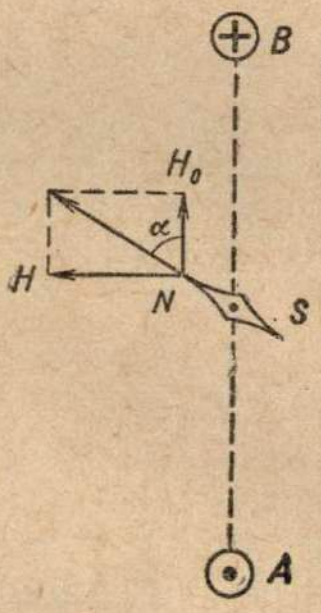


Рис. 8.13. Схема тангенс-гальванометра.

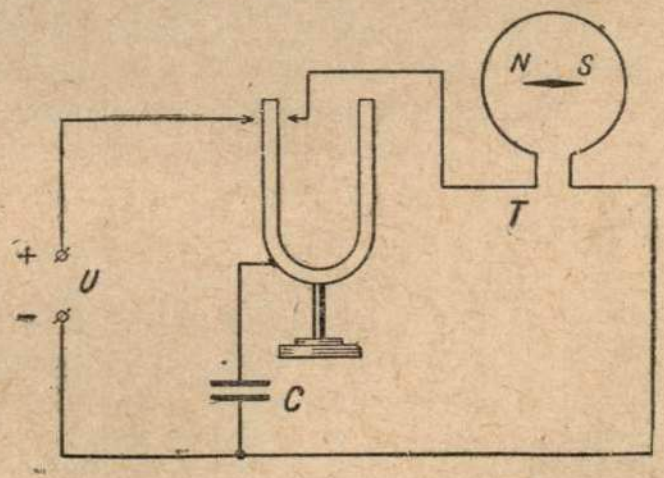


Рис. 8.14. Схема опыта для сравнения единиц тока в системах СГСЭ и СГСМ.

Величина разрядного тока определяется в единицах системы СГСЭ:

$$i_э = CU\text{v}.$$

Тот же ток, измеренный тангенс-гальванометром в СГСМ, найдем по (106,2). Отношение числовых значений $i_э$ и $i_м$ оказывается равным $3 \cdot 10^{10}$, а размерность этого отношения равна размерности скорости.

Отношение

$$\frac{i_э}{i_м} = c \qquad (106,4)$$

называется электродинамической постоянной, оно равно скорости распространения света в вакууме.

Совпадение электродинамической постоянной со скоростью распространения света в вакууме связано с тем, что электромагнитные волны, согласно теории Максвелла, распространяются в вакууме со скоростью c. Точное значение c, по новейшим данным, равно $299{,}793 \pm 0{,}3$ *км/сек*, но обычно принимают округленное значение $c = 300\,000$ *км/сек* $= 3 \cdot 10^{10}$ *см/сек* $= 3 \cdot 10^{8}$ *м/сек*.

Из (106,4) следует, что единица силы тока в системе СГСМ в $3 \cdot 10^{10}$ раз больше единицы тока в системе СГСЭ, а так как один ампер в $3 \cdot 10^{9}$ раз больше единицы тока в системе СГСЭ, то единица тока в системе СГСМ в 10 раз больше ампера.

UNREGISTERED COPY OF SCANPAPYRUS

Соотношения между единицами количества электричества такие же, как между единицами тока.

Единицу разности потенциалов и электрического напряжения в системе СГСМ легко получить, используя формулу связи работы A с количеством электричества q и разностью потенциалов U, т. е.

$$A = qU.$$

Отсюда

$$1\ в = \frac{1\ дж}{1\ к} = \frac{10^7\ эрг}{0{,}1\ \text{СГСМ}} = 10^8\ \text{СГСМ ед. потенциала},$$

$$\text{или } 1\ \text{СГСМ ед. потенциала} = 10^{-8}\ в.$$

Так же находим единицу сопротивления:

$$1\ ом = \frac{1\ в}{1\ а} = \frac{10^8\ \text{СГСМ ед. потенциала}}{0{,}1\ \text{СГСМ ед. тока}} =$$

$$= 10^9\ \text{СГСМ ед. сопротивления},$$

или единица сопротивления в системе СГСМ равна 10^{-9} *ом*.

Единица напряженности магнитного поля в системе СГСМ называется эрстед. Определяющей формулой является формула закона Био — Савара для поля прямолинейного беско-

нечно длинного проводника с током, написанная в нерационализированной форме

$$H = \frac{2i}{r}. \qquad (106,5)$$

Положив ток i равным одной единице СГСМ (т. е. десяти амперам), а r равным 2 сантиметрам, получим H равным единице в системе СГСМ, т. е. одному эрстеду. Сопоставляя эрстед и ампер на метр, получим:

$$1\ э = \frac{i}{2\pi r} = \frac{10\ а}{2\pi \cdot 2 \cdot 10^{-2}\ м} = \frac{10^3}{4\pi} \cdot \frac{а}{м} = 79,8\ \frac{а}{м}. \qquad (106,6)$$

$$1\ \frac{а}{м} = \frac{1}{79,8} = 0,0125\ э. \qquad (106,7)$$

Часто применяется единица ампер на сантиметр

$$1\ э = \frac{10}{2\pi \cdot 2} = 0,798\ \frac{а}{см}, \qquad (106,8)$$

$$1\ \frac{а}{см} = \frac{1}{0,798} = 1,25\ э. \qquad (106,9)$$

В физике часто применяется абсолютная гауссова система единиц. В этой системе электрическая и магнитная проницаемости вакуума принимаются равными единице и являются безразмерными величинами. Все электрические величины измеряются в единицах системы СГСЭ, а все магнитные — в единицах системы СГСМ.

UNREGISTERED COPY OF SCANPAPYRUS

Как было показано в § 106, отношение единиц тока и количества электричества $\frac{i_э}{i_м}$ в этих системах равно электродинамической постоянной или скорости света c. Отношение любых электрических и магнитных единиц в этих системах равно c или c^{-1}. Поэтому в формулах, содержащих электрические и магнитные величины, для их согласования необходимо ввести c в соответствующей степени. Так, например в формуле закона Лапласа

$$dH = \frac{1}{c} \cdot \frac{i_э dl \sin \alpha}{r^2} \qquad (106,10)$$

ввиду того, что число, выражающее величину тока в единицах СГСЭ, в c раз больше числа, выражающего тот же ток в единицах СГСМ, правую часть формулы (106,10) делят на c.

Аналогично формула закона Ампера для взаимодействия параллельных токов

$$F = \frac{1}{c^2} \cdot \frac{2 i_{1э} i_{2э} l}{r}. \qquad (106,11)$$

§ 107. Магнитное поле в соленоиде

Если на единицу длины соленоида приходится n витков, то участок соленоида длиной dl эквивалентен элементу тока $indl$. Для определения напряженности поля в некоторой точке A на оси соленоида воспользуемся формулой (102,9), рассматривая ее не как выражение для всей напряженности поля в данной точке, а как напряженность, созданную элементом тока (рис. 8.15). Величина этой напряженности

$$dH = \frac{r^2 indl}{2(r^2 + l^2)^{\frac{3}{2}}}, \tag{107,1}$$

где r — радиус витка соленоида. Учитывая, что $l = r \operatorname{ctg} \beta$,

$$dl = -\frac{rd\beta}{\sin^2 \beta}, \quad r^2 + l^2 = r^2(1 + \operatorname{ctg}^2 \beta) = \frac{r^2}{\sin^2 \beta},$$

получим после подставки в (107,1):

$$dH = -\frac{in \sin \beta \cdot d\beta}{2}. \tag{107,2}$$

Интегрируя от β_1 до β_2, получим:

$$H = \frac{ni}{2}(\cos \beta_2 - \cos \beta_1). \tag{107,3}$$

UNREGISTERED COPY OF SCANPAPYRUS

Для бесконечно длинного соленоида можно положить $\beta_1 = \pi$, $\beta_2 = 0$,
тогда

$$H = in \tag{107,4}$$

или

$$H = \frac{iN}{l}, \tag{107,5}$$

где N — общее число витков соленоида.

Для тороида $l = 2\pi R$ (R — радиус тороида), тогда

$$H = \frac{iN}{2\pi R}. \tag{107,6}$$

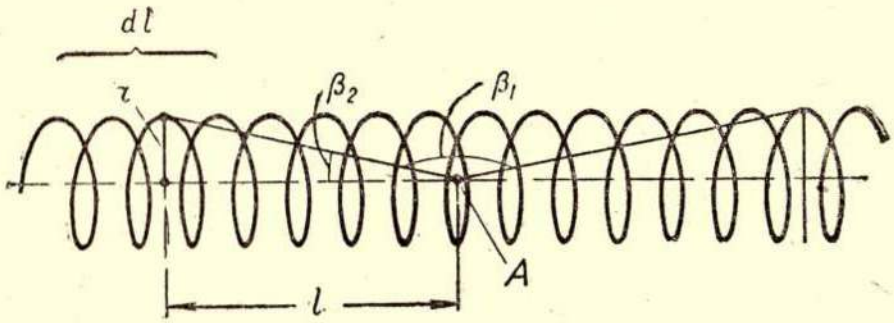


Рис. 8.15. К выводу формулы напряженности магнитного поля в соленоиде.

Из (107,3) следует, что напряженность поля у концов даже очень длинного соленоида не превышает величины

$$H = \frac{in}{2}, \qquad (107,7)$$

так как β_1 или β_2 равна $\frac{\pi}{2}$.

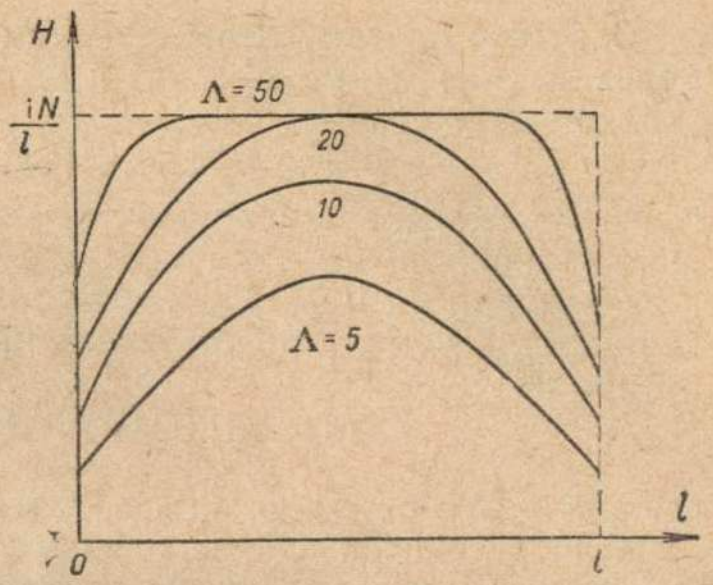


Рис. 8.16. Напряженность магнитного поля на оси соленоида при разных относительных длинах последнего.

У короткого соленоида даже в его средней части напряженность поля может не достигать величины (107,4), так как углы β_1 и β_2, под которыми из данной точки видны радиусы концов соленоида, не равны 0 и π; следовательно, поле в таком соленоиде может быть неоднородным по всей длине. Величина неоднородности поля зависит от относительной длины соленоида $\Lambda = \frac{l}{2R}$ — отношения его длины к диаметру. На рис. 8.16 показано распределение величины напряженности поля вдоль оси соленоида при различных относительных длинах Λ.

UNREGISTERED COPY OF SCANPAPYRUS

§ 108. Контур с током в магнитном поле

Поместим замкнутый произвольной формы контур с током в однородное магнитное поле напряженности H (рис. 8.17). Рассмотрим случай, когда направление линий напряженности поля параллельно плоскости контура. Разобьем проводник с током на бесконечно малые элементы dl. Тогда, по формуле Ампера, сила, действующая на элемент тока idl_1, будет:

$$df_1 = \mu_0 i dl_1 H \sin\alpha_1 = \\ = \mu_0 i H dh = iB_0 dh, \qquad (108,2)$$

где $dh = dl_1 \sin\alpha_1$, α_1 — угол между dl_1 и H. На элемент тока idl_2, находящийся с противоположной стороны контура, действует сила

$$df_2 = -\mu_0 i H \sin\alpha_2 dl_2 = \\ = -\mu_0 i H dh. \qquad (108,2)$$

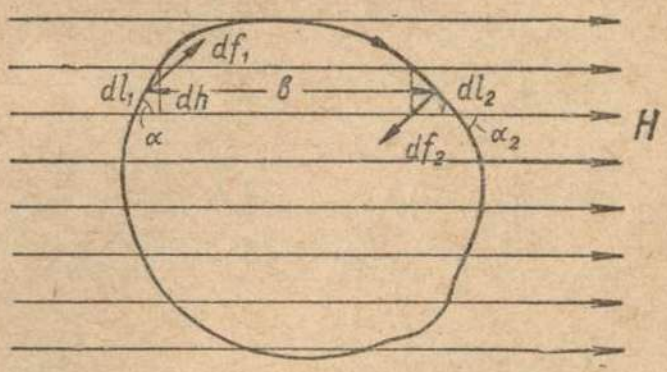


Рис. 8.17. К выводу формулы вращающего момента, действующего на контур с током в магнитном поле.

Согласно правилу левой руки, сила df_2 направлена противоположно силе df_1, поэтому df_1 и df_2 образуют пару сил, момент этой пары:

$$dM = bdf_1 = \mu_0 Hbdh = \mu_0 iHdS, \qquad (108,3)$$

где b — расстояние между элементами dl_1 и dl_2, а dS — площадь, ограниченная двумя соседними линиями напряженности и элементами dl_1 и dl_2. Интегрируя по всей площади S, получим вращающий момент, действующий на весь контур с током в магнитном поле:

$$M = \mu_0 \int_S iHdS = \mu_0 iHS = PH, \qquad (108,4)$$

где — $P = \mu_0 iS$ — магнитный момент замкнутого тока.

Если рассматривать не один виток, а соленоид, состоящий из n витков, расположенный перпендикулярно к направлению однородного поля, то вращающий момент, стремящийся повернуть соленоид так, чтобы его ось стала параллельно полю, равен:

$$M = nHP. \qquad (108,5)$$

Если магнитное поле направлено перпендикулярно к плоскости контура тока (рис. 8.18), то, как легко видеть, вращающий момент равен нулю, а амперова сила либо растягивает контур, либо сжимает его в зависимости от направлений тока и поля.

В общем случае, когда напряженность поля H образует угол с нормалью к плоскости (рис. 8.19), вектор разлагаем на две составляющие: $H_\perp = H\cos\beta$, растягивающую или сжимающую контур, и $H_{||} = H\sin\beta$, поворачивающую контур до совпадения нормали к его плоскости с направлением поля H. В этом случае вращающий момент равен:

$$M = HP\sin\beta. \qquad (108,6)$$

UNREGISTERED COPY OF SCANPAPYRUS

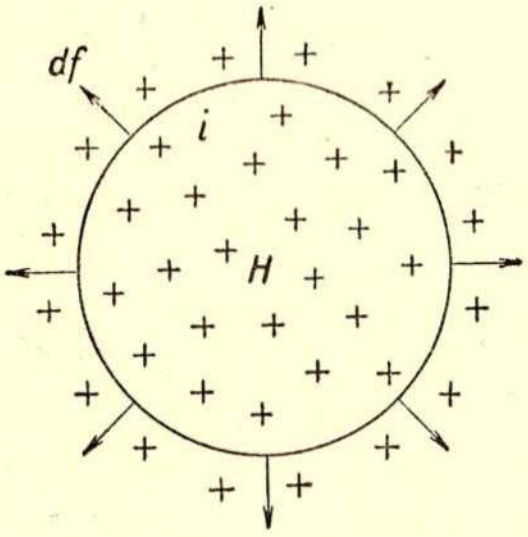


Рис. 8.18. Силы, действующие на контур с током, плоскость которого перпендикулярна к направлению поля.

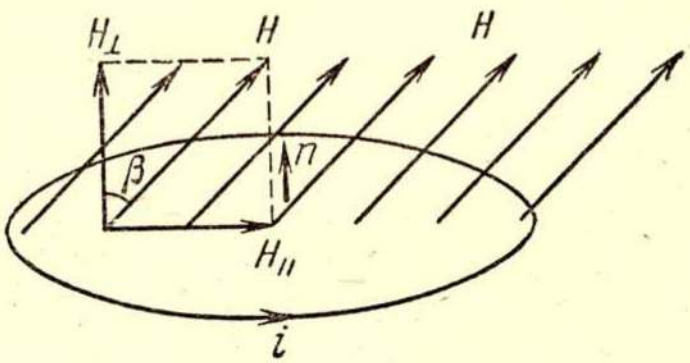


Рис. 8.19. Разложение на составляющие напряженности поля, направленной под углом к плоскости контура с током.

Более сложно поведение контура с током в неоднородном магнитном поле (рис. 8.20). Обозначим по-прежнему через β угол между направлением поля $\vec{H}$ и нормалью $\vec{n}$ к плоскости контура с током. Разложим величину H на две составляющие: $H_\perp$, растягивающую или сжимающую контур, и $H_\parallel$, которая теперь, в отличие от предыдущих случаев, не поворачивает контур, а втягивает его в область более сильного поля. Действительно, как видно из рисунка, вектор $H_\parallel$ в верхней части рисунка направлен вверх, а в нижней части — вниз, поэтому при указанном направлении тока сила df, приложенная к любому элементу по длине проводника, направлена влево. Эта сила $df_1 = -\mu_0 i H_\parallel dl$, но $H_\parallel = H \sin\beta \approx H\beta$, следовательно,

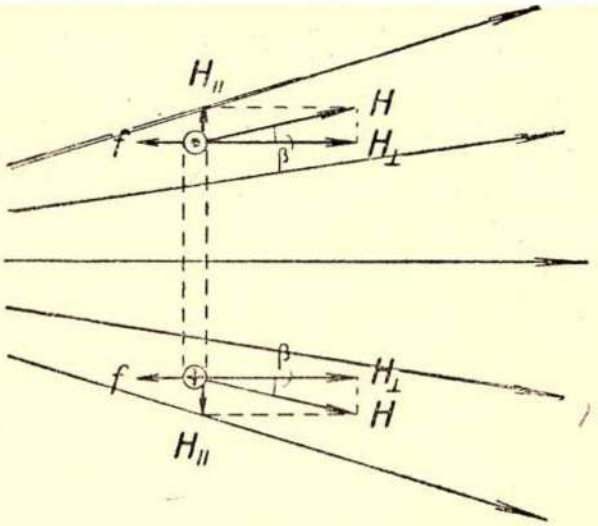


Рис. 8.20. Контур с током в неоднородном поле.

$$df_1 = -\mu_0 i H \beta dl. \qquad (108,7)$$

UNREGISTERED COPY OF SCANPAPYRUS

Для кольцевого проводника, суммируя по всей длине контура, получим:

$$f = \int_l df_1 = -\mu_0 \beta i H \int_l dl = -2\pi\mu_0 r i H \beta. \qquad (108,8)$$

Произведя преобразования, получим:

$$f = P \cdot \frac{dH}{dx} \cos\beta, \qquad (108,9)$$

где $P = \mu_0 i S$ — момент контура тока, а $\frac{dH}{dx}$ — градиент напряженности поля.

Контур с током при совпадении направления поля и направления магнитного момента тока втягивается в область более сильного поля. При противоположных направлениях H и P контур будет выталкиваться в область более слабого поля, однако уже небольшое отклонение вектора от среднего направления H приводит к появлению момента сил, который будет поворачивать контур на 180°, после чего он будет втягиваться в область более сильного поля.

Иллюстрацией сказанного является опыт с так называемыми «послушными катушками». Прибор состоит из горизонтального соленоида, укрепленного на стойке (рис. 8.21). Перед соленои-

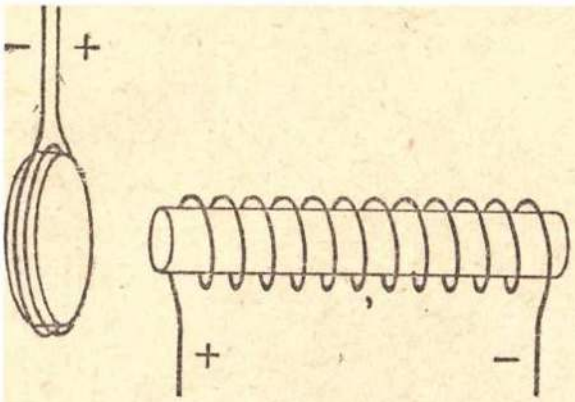


Рис. 8.21. Схема опыта с «послушными катушками».

дом на гибких проводах подвешена короткая катушка несколько большего диаметра. Такая катушка представляет собой замкнутый контур с током, магнитный момент которого $P=\mu_0 iSn$.

При пропускании тока по неподвижному соленоиду он создает вокруг себя неоднородное поле. При совпадении направлений поля соленоида и магнитного момента подвижной катушки последняя надевается на соленоид. При изменении направления тока в катушке или в соленоиде катушка отталкивается от соленоида, переворачивается на 180° и опять надевается на соленоид.

§ 109. Поле движущегося электрического заряда

Электрический ток представляет собой движение электрических зарядов, поэтому любой движущийся в среде или вакууме заряд эквивалентен некоторому току и, следовательно, создает в окружающем пространстве магнитное поле. Рассчитаем напряженность этого поля. Выделим мысленно в пространстве трубку, внутри которой движутся со скоростью v электрические заряды e (рис. 8.22). Такую трубку мы можем рассматривать как проводник с током и применить к нему формулу Лапласа:

UNREGISTERED COPY OF SCANPAPYRUS

$$\Delta H=\frac{i\Delta l\sin\varphi}{4\pi r^2}, \qquad (109,1)$$

но

$$i\Delta l = jS\Delta l = n_0 lvS\Delta l = Nev, \qquad (109,2)$$

где j — плотность тока, n_0 — число зарядов в единице объема, N — число зарядов в трубке длиной Δl. Подставив в (109,1), получим:

$$\Delta H=\frac{Nev\sin\varphi}{4\pi r^2}, \qquad (109,3)$$

а для напряженности магнитного поля одного движущегося заряда получаем:

$$H'=\frac{\Delta H}{N}=\frac{ev\sin\varphi}{4\pi r^2}. \qquad (109,4)$$

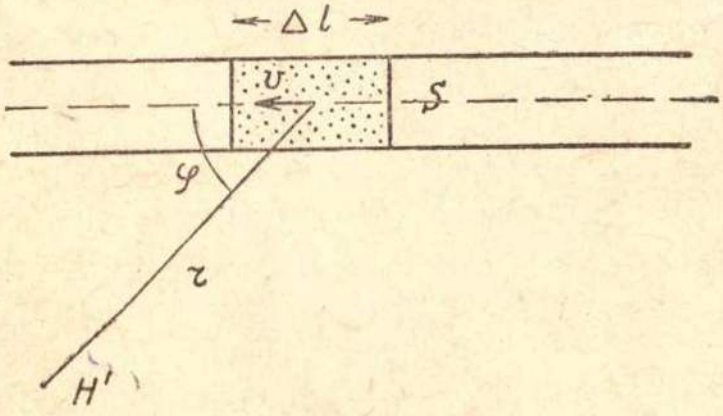


Рис. 8.22. К выводу формулы напряженности поля движущегося заряда.

Чтобы получить H' в амперах на метр, надо e выразить в кулонах, v — в метрах в секунду и r в метрах.

Надо заметить, что формулы (109,3) и (109,4) являются приближенными. Они достаточно точны при малых скоростях движущихся зарядов, когда $v \ll c$. Лишь в этом случае можно считать электрическое поле равномерно движущегося заряда электростатическим полем, а его магнитное поле тождественным полю элемента тока idl.

§ 110. Сила, действующая на заряд, движущийся в магнитном поле (сила Лоренца)

Рассмотрим элемент тока idl, находящийся в магнитном поле напряженности H. Пусть направления элемента тока idl и вектора напряженности поля H составляют угол α. Согласно формуле Ампера (105,6), сила, действующая на элемент тока, равна:

$$dF = \mu_0 H i dl \sin\alpha = B_0 i dl \sin\alpha. \qquad (110,1)$$

Эта сила действует на электроны проводимости, упорядоченное движение которых со скоростью v и создает электрический ток. Тепловое движение электронов ввиду его хаотичности не создает результирующей силы, действующей на проводник, то же можно сказать и о тепловом движении положительных ионов.

UNREGISTERED COPY OF SCANPAPYRUS

Если число электронов проводимости в единице объема равно n_0, средняя скорость их упорядоченного движения $-v$, то $i = n_0 e v S$, что после подстановки в (110,1) дает

$$dF = B_0 n_0 e v S dl \sin\alpha. \qquad (110,2)$$

Заряд электрона имеет знак минус, но скорость его тоже нужно взять со знаком минус, так как вектор скорости электрона v направлен противоположно току.

В объеме Sdl содержится число электронов проводимости, равное

$$dN = n_0 S dl,$$

тогда

$$dF = B_0 e v dN \sin\alpha. \qquad (110,3)$$

Разделив (110,3) на dN, получим силу, действующую на один электрон проводимости:

$$f = \frac{dF}{dN} = B_0 e v \sin\alpha, \qquad (110,4)$$

в векторной форме это уравнение имеет вид:

$$\vec{f} = e[\vec{v}\vec{B}_0]. \qquad (110,5)$$

Сила f, действующая на заряд, движущийся в магнитном поле, была определена Лоренцом и называется силой Лоренца. Любой заряд e, движущийся со скоростью v в проводнике или вне проводника, можно рассматривать как электрический ток и применять к нему формулы (110,4) и (110,5).

Из формулы 110,4 следует, что при совпадении направлений B_0 и v ($\alpha=0$) $f=0$: магнитное поле не отклоняет движущегося заряда от его первоначального направления. Если же направления B_0 и v взаимно перпендикулярны $\left(\alpha=\frac{\pi}{2}\right)$, то сила Лоренца перпендикулярна к направлению скорости движущегося заряда, поэтому она не может изменить величину этой скорости, а может изменить лишь ее направление. Поэтому для движущегося в однородном магнитном поле электрического заряда сила Лоренца является центростремительной силой, заставляющей заряд двигаться с постоянной скоростью по круговой траектории в плоскости, перпендикулярной к направлению движения.

При нахождении направления силы Лоренца надо учитывать знак заряда. Правило левой руки непосредственно применяется к движущимся положительным зарядам. Для отрицательных зарядов направление тока принимается противоположным направлению движения зарядов.

§ 111. Движение электрона в электрическом и магнитном полях. Определение отношения заряда электрона к его массе

UNREGISTERED COPY OF SCANPAPYRUS

Рассмотрим движение электрона в электрическом поле, например между двумя электродами A и B, обкладками плоского конденсатора (рис. 8.23). Электроды A и B впаяны в стеклянную колбу, из которой откачан воздух до высокого вакуума порядка 10^{-8} *мм рт. ст.* Нагреваемый током электрод C служит источником электронов. Пройдя сквозь аноды A_1 и A_2, электронный пучок превращается в узкий луч.

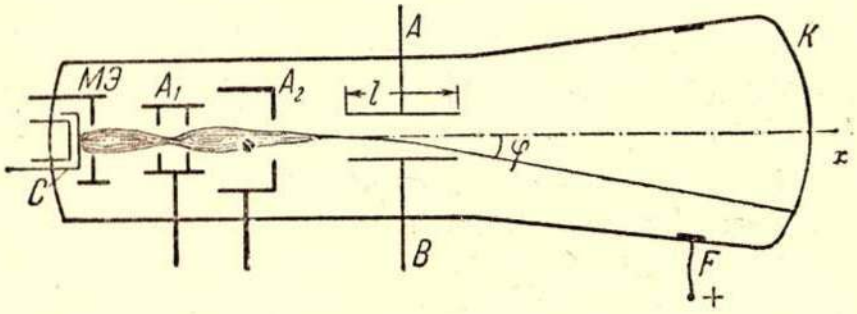


Рис. 8.23. Схема опыта для определения отношения заряда электрона к его массе.

Движение электронов в пучке ускоряется положительным напряжением, поданным на аноды A_1 и A_2 и вспомогательный кольцевой электрод F. Минус высокого напряжения подается на электрод, излучающий электроны (катод). Под влиянием этого напряжения электрон приобретает некоторую скорость v, с которой и влетает в пространство между электродами A и B.

Между электродами A и B приложена разность потенциалов, создающая между ними электрическое поле напряженностью E. Так как электроны движутся горизонтально, а электрическое поле направлено вертикально, то электроны получат ускорение в вертикальной плоскости. Если длина электродов A и B равна l, а скорость электрона — v, то $l=vt$, где t — время пролета электрона между электродами.

Под действием вертикально направленного электрического поля напряженностью E в течение времени пролета t электрон будет перемещаться ускоренно по вертикали с ускорением $a=\frac{Ee}{m}$ и сместится по вертикали на расстояние

$$s=\frac{at^2}{2}=\frac{eEl^2}{2mv^2}. \qquad (111,1)$$

Выйдя из электрического поля, электрон будет двигаться прямолинейно и даст на экране колбы K смещение x, пропорциональное s. Преобразуя (111,1), получим:

UNREGISTERED COPY OF SCANPAPYRUS

$$\frac{e}{m}\cdot\frac{1}{v^2}=\frac{2s}{El^2}=\frac{1}{A}x, \qquad (111,2)$$

где A — коэффициент пропорциональности.

Наложим теперь на электронный пучок магнитное поле, линии напряженности которого лежат в вертикальной плоскости. Тогда сила Лоренца направлена перпендикулярно к плоскости чертежа, и смещение электронов в магнитном поле окажется перпендикулярным к их смещению в электрическом поле. Так как сила Лоренца является центростремительной силой, то

$$f=B_0ev=\frac{mv^2}{r}. \qquad (111,3)$$

В постоянном магнитном поле, направленном перпендикулярно к вектору скорости заряженной частицы, последняя будет двигаться по окружности радиуса r.

Смещение луча на экране вдоль оси y обратно пропорционально радиусу кривизны траектории электрона.

Преобразуем (111,3) к виду

$$\frac{e}{m}\cdot\frac{1}{v}=\frac{1}{B_0r}=\frac{1}{k}y. \qquad (111,4)$$

Возведем (111,4) в квадрат и разделим (111,2) на него, тогда

$$x = \frac{A}{k^2} \cdot \frac{1}{\frac{e}{m}} y^2 = Cy^2. \qquad (111,5)$$

После преобразований мы получили уравнение параболы. Это означает, что электронный луч на экране будет смещаться по параболе, зависящей от отношения $\frac{e}{m}$ заряда электрона к его массе. Зная размеры прибора и напряженности электрического и магнитного полей, можно найти отношение $\frac{e}{m}$. В результате измерений было получено

$$\frac{e}{m} = 1{,}76 \cdot 10^{11} \frac{к}{кг} = 1{,}76 \cdot 10^{7} \frac{\text{СГСМ ед. заряда}}{г}.$$

Аналогично ведут себя в электрическом и магнитном полях любые заряженные частицы — ионы. Так как отношение $\frac{e}{m}$ различно для ионов, обладающих различными массами при одинаковых зарядах, то в случае пучка, состоящего из смеси ионов, например изотопов какого-либо элемента, для каждого типа ионов получится своя парабола. На этом принципе основано устройство масс-спектрографа, прибора для разделения ионов изотопов, отличных по массе.

UNREGISTERED COPY OF SCANPAPYRUS

Из (111,3) находим:

$$r = \frac{mv^2}{evB_0} = \frac{v}{\frac{e}{m} B_0}. \qquad (111,6)$$

Для данного типа ионов радиус их траекторий в перпендикулярном магнитном поле с постоянной индукцией B_0 пропорционален скорости иона или же, как это легко показать, удвоенному корню квадратному из энергии иона.

Период обращения иона по окружности не зависит от скорости иона, он определяется только отношением $\frac{e}{m}$ и индукцией B_0. Действительно, так как $T = \frac{2\pi r}{v}$, то, подставив значение r из (111,6), получим:

$$T = \frac{2\pi}{B_0} \cdot \frac{1}{\frac{e}{m}}. \qquad (111,7)$$

Если магнитное поле направлено под углом α к первоначальному направлению движения заряженной частицы, то вектор скорости частицы можно разложить на две составляющие: перпендикулярную к направлению поля и вдоль него. Первая

составляющая v_n определяет движение частицы по окружности радиуса r, в соответствии с формулой (111,6), вторая составляющая v_t как коллинеарная с вектором индукции не создает силы Лоренца, частица будет двигаться вдоль линий напряженности со скоростью $v_t = v_0 \cos\alpha$. Следовательно, результирующее движение частицы будет происходить по цилиндрической спирали, навитой на линии напряженности магнитного поля. Шаг винта этой спирали

$$a = v_t T = v_0 T \cos\alpha. \qquad (111,8)$$

Подставив значение периода T из (111,7), получим:

$$a = \frac{2\pi v_0 \cos\alpha}{B_0} \cdot \frac{1}{\frac{e}{m}}. \qquad (111,9)$$

§ 112. Магнитные линзы. Электронный микроскоп

В § 99 было показано, что пучок электронов можно сфокусировать на экране в пятно малого диаметра, воздействуя на него электрическим полем. Такую фокусировку еще удобнее производить магнитным полем, применяя так называемые магнитные линзы. Простейшей магнитной линзой является круговой виток с током, по[illegible] (рис. 8.24). Рассмотрим силы, действующие на электрон в некоторой точке A. Разложим вектор напряженности поля H на две составляющие: H_t, совпадающую с направлением вектора скорости v_0 электрона, и H_n, перпендикулярную к нему. Сила Лоренца f_1 направлена к наблюдателю, поскольку движется отрицательно заряженная частица. Эта сила будет отклонять электрон к наблюдателю, что создает некоторую дополнительную скорость $v_д$, имеющую то же направление, что и сила f_1. В результате движения электрона к наблюдателю возникнет сила Лоренца $\vec{f}_2 = -e\mu[\vec{v}_д \vec{H}_t]$, направленная к оси витка, и электрон начнет приближаться к этой оси, закручиваясь по спирали.

По правую сторону от плоскости витка составляющая поля H_n изменит знак, изменят знак сила Лоренца f'_1 и дополнительная скорость $v_д$; сила Лоренца f'_2

UNREGISTERED COPY OF SCANPAPYRUS

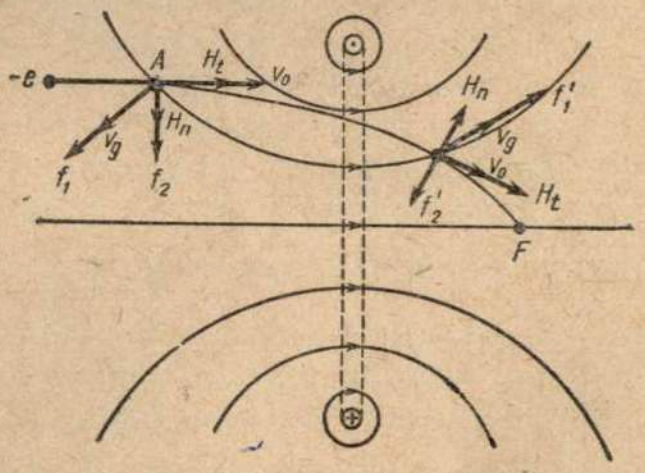


Рис. 8.24. Движение электрона в магнитной линзе.

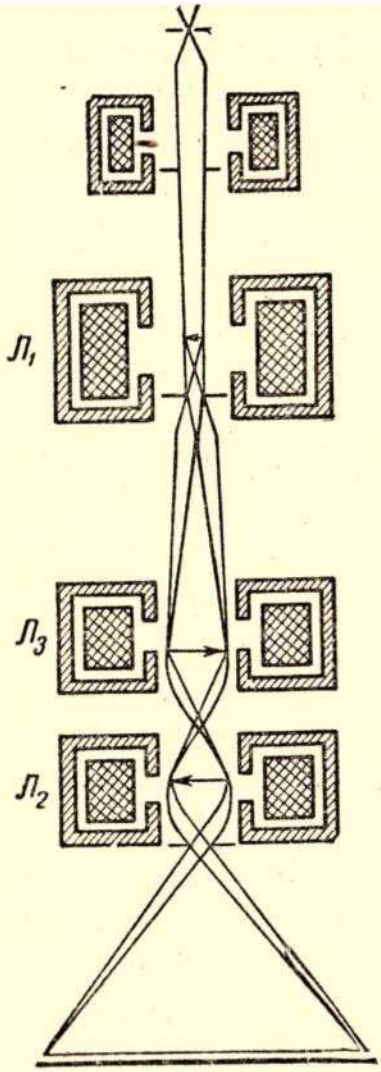


Рис. 8.25. Принципиальная схема электронного магнитного микроскопа: $Л_1$ — длиннофокусная объективная линза; $Л_2$ и $Л_3$ — проекционные линзы.

по-прежнему будет направлена к оси витка, следовательно, электрон пересечет ось в некоторой точке F. Можно показать, что вблизи точки F ось пересекут все электроны, двигавшиеся параллельно оси витка. Следовательно, *виток с током является магнитной линзой, а точка F — ее главным фокусом.*

При фокусировке электронных и ионных пучков используются короткие катушки, часто заключенные в экран из магнитно-мягкого ферромагнетика с узкой щелью для выхода магнитного потока. Такие магнитные линзы могут фокусировать пучки весьма быстрых электронов.

Очень большое значение для современной физики, биологии, химии и многих технических наук имеет электронный микроскоп, с помощью которого можно получать увеличения в миллионы раз, что дает возможность наблюдать детали структур размерами до $5 \cdot 10^{-8}$ *см.*

Подобно обычному оптическому микроскопу, электронный микроскоп состоит из систем объективных и окулярных магнитных линз (рис. 8.25), помещенных в вакуум. Пучок электронов, излученных электронной пушкой (мощным катодом), проходит через исследуемый объект, например тонкий срез биологического препарата или реплику — коллодиевый слепок, снятый с поверхности твердого тела, и попадает в объективную магнитную линзу. Далее изображение создается как в оптический системе.

UNREGISTERED COPY OF SCANPAPYRUS

Различные части объекта обладают различной прозрачностью для электронов, что и создает контраст изображения.

Большое увеличение, даваемое электронным микроскопом, объясняется следующими обстоятельствами. По теории микроскопа (см. оптику) размер наименьших разрешаемых микроскопом деталей пропорционален длине волны $d \sim \frac{\lambda}{A}$, где A — так называемая числовая апертура, являющаяся константой прибора. Согласно современной квантовой теории, каждая частица, в том числе и электрон, связана с так называемой волной де Бройля, длина которой $\lambda = \frac{h}{p}$, где p — импульс электрона, а h — постоянная Планка. Импульс электрона может быть

очень большим, он зависит лишь от разгоняющего электрон напряжения в микроскопе, поэтому длина волны де Бройля может быть в тысячи раз меньше длины световых волн и соответственно больше разрешение микроскопа.

При наблюдении в электронном микроскопе магнитных структур, например тонких магнитных пленок, контраст изображения создается внутренними магнитными полями, по-разному отклоняющими электроны. На рисунке 1 вклейки помещена электронномикроскопическая фотография магнитной структуры тонкой пленки, а на рисунке 2 вклейки — фотография кристаллической структуры вольфрама.

Электронный микроскоп может работать с электростатическими линзами, подобно электронному осциллографу, однако микроскоп с магнитными линзами обладает рядом преимуществ и поэтому распространен значительно шире электростатического микроскопа.

При приближении к отрицательно заряженной поверхности пучок электронов отражается подобно световому лучу от зеркала. Этот принцип использован в созданном проф. Г. В. Спиваком электронном зеркале. Если в качестве такого зеркала взять исследуемое тело, то электронный микроскоп может служить для получения изображений тел, непрозрачных для электронов.

UNREGISTERED COPY OF SCANPAPYRUS

§ 113. Конвекционные токи. Опыты Эйхенвальда

Рассматривавшиеся нами токи представляли собой движение электрически заряженных частиц, электронов или ионов в некоторой среде (металл, полупроводник, растворитель) или в вакууме. Но электрический ток можно получить и при движении зарядов вместе с перемещающимися макроскопическими телами. Такие токи называются конвекционными. Так, если зарядить изолированное кольцо и привести его во вращение вокруг оси, то мы получим круговой ток, создающий такое же магнитное поле, как и обычный ток в кольцевом проводнике. Если небольшое тело, несущее заряд q, движется со скоростью v, то оно создает магнитное поле, напряженность которого в данной точке может быть вычислена по формуле (109,4), т. е.

$$H = \frac{qv \sin \varphi}{4\pi r^2}. \qquad (113,1)$$

А. А. Эйхенвальд в 1901 г. произвел очень тонкие опыты по измерению магнитного поля конвекционных токов. В одном из опытов металлический диск или кольцо приводились во вращение вокруг оси aa_1 (рис. 8.26). Кольцо могло заряжаться положительно или отрицательно. Если заряд кольца равен q, а частота вращения ν, то величина конвекционного тока $i = q\nu$.

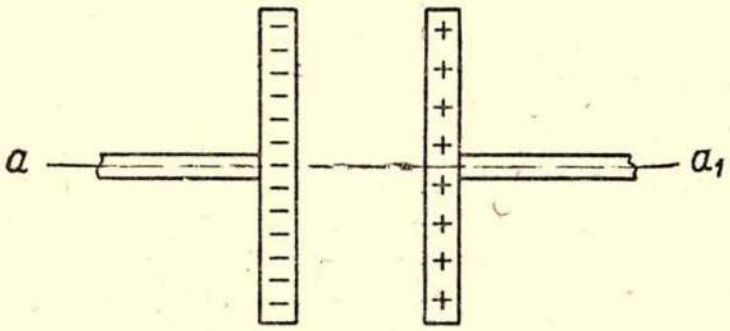


Рис. 8.26. Схема опыта Эйхенвальда.

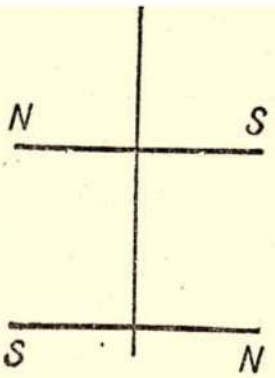


Рис. 8.27. Астатическая магнитная система стрелок.

Для измерения напряженности магнитного поля конвекционного тока служила астатическая магнитная система стрелок. В такой системе две или большее четное число стрелок прикреплены к подвижной легкой оси так, что их полюса направлены в противоположные стороны (рис. 8.27). Угол поворота системы определялся методом зеркала и шкалы.

Однородное земное магнитное поле на такую систему не действует, а в неоднородном поле конвекционного тока на ближайшую к нему стрелку действие сильнее, чем на более удаленную, поэтому, несмотря на то, что поле конвекционного тока в десятки тысяч раз слабее земного поля, оно может быть обнаружено. Затем вместо заряженного кольца помещалось неподвижное кольцо таких же размеров, имевшее разрез. Через это кольцо от батареи пропускался ток такой величины, чтобы его поле вызывало такое же отклонение магнитных стрелок, как и при конвекционном токе. Оказалось, что величина тока была равна конвекционному току ($i = q\nu$).

UNREGISTERED COPY OF SCANPAPYRUS

В другом опыте были взяты два металлических диска, образующие плоский конденсатор, заряженные до напряжения U. Заряд на пластинках при этом был q. При вращении диска обнаруживался ток $q\nu$. Между дисками помещался неподвижный диск из диэлектрика, тогда при том же напряжении заряд пластин увеличивался в ε раз. При вращении металлического диска ток был $i = q\varepsilon\nu$, т. е. в ε раз большим, чем без диэлектрика.

Если вращать диэлектрический диск между неподвижными металлическими дисками, то магнитное поле движущихся поляризационных зарядов, находящихся на каждой поверхности тока, пропорционально величине этих зарядов, т. е. $q(\varepsilon—1)$. Но эти заряды имеют противоположные знаки, поэтому результирующее поле, действующее на магнитные стрелки, очень мало. Помещая магнитные стрелки очень близко к одному из металлических дисков, добиваются того, что стрелки практически измеряют магнитное поле, вызванное движением поляризационных зарядов только ближайшей поверхности диэлектрика.

При одновременном вращении металлических дисков и диэлектрика результирующий движущийся заряд, создающий магнитное поле, равен $\varepsilon q - (\varepsilon - 1)\, q = q$, т. е. имеет такую же величину, как и при вращении диска без диэлектрика.

Если возле заряженного диска поместить металлическую поверхность, например металлический лист, то на ее поверхности возникнут индуцированные заряды. При вращении равномерно заряженного диска расположение этих зарядов не изменяется, и, следовательно, никаких токов в металлическом листе не возникает. Если же вращать заряженный сектор (рис. 8.28), то на поверхности листа будет индуцирован заряд противоположного знака, который при вращении сектора следует за ним, что эквивалентно току, текущему в противоположном направлении. Такой ток называется кондукционным током.

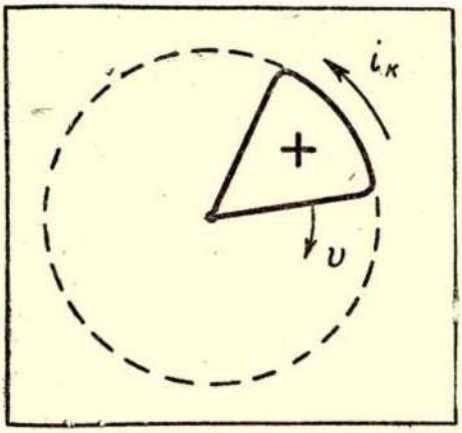


Рис. 8.28. Схема получения кондукционного тока.

§ 114. Закон полного тока. Магнитодвижущая сила

UNREGISTERED COPY OF SCANPAPYRUS

В главе о постоянном токе было указано, что электродвижущая сила сторонних источников (§ 55) равна циркуляции вектора напряженности стороннего поля, созданного этими источниками, т. е.

$$\mathcal{E} = \oint \vec{E}^* d\vec{l}.$$

Вычислим теперь циркуляцию напряженности магнитного поля тока по контуру, охватывающему этот ток. Для простоты предположим, что ток прямолинейный, бесконечной длины и к нему применима формула закона Био — Савара, а циркуляцию возьмем вдоль окружности радиуса r с центром, находящимся на оси прямого тока. При токе произвольной формы и произвольного контура интегрирования вычисления сложны, но конечный результат не изменится.

Так как циркуляция вектора $\vec{H}$ есть $\oint_l \vec{H} d\vec{l}$, а H для прямого тока рассчитывается по формуле (102,4) и элемент длины контура интегрирования dl равен $r d\varphi$, где $d\varphi$ — угол, под которым виден элемент dl из центра окружности, то получаем:

$$\oint_l \vec{H} d\vec{l} = \oint_l H dl = \int_0^{2\pi} \frac{i}{2\pi r} r d\varphi = i. \qquad (114,1)$$

Это соотношение получило название закона полного тока. Величину $\oint_l H dl = i$ называют магнитодвижущей силой. Она всегда отлична от нуля, если контур охватывает какой-либо ток, причем безразлично, ток проводимости, конвекционный ток или ток смещения. Если контур не охватывает ток, то магнитодвижущая сила равна нулю.

Отличие от нуля циркуляции напряженности магнитного поля указывает на вихревой характер магнитного поля. В потенциальном поле, каким является электростатическое поле кулоновских сил, циркуляция напряженности поля всегда тождественно равна нулю:

$$\oint_l E_{\text{кул}} dl \equiv 0. \qquad (114,2)$$

Для потока линий напряженности через замкнутую поверхность в вихревом и потенциальном полях также получаются различные выражения. В электростатическом потенциальном поле, по теореме Гаусса — Остроградского, $\oint_S E_n dS = q$, в вихревом поле тока

$$\oint_S H_n dS = 0. \qquad (114,3)$$

Если контур, по которому вычисляется циркуляция напряженности поля, охватывает N витков с током i, то магнитодвижущая сила равна iN.

UNREGISTERED COPY OF SCANPAPYRUS

Можно ввести понятие о потенциале в точке магнитного поля тока. Но этот потенциал в отличие от кулоновского электростатического потенциала не является однозначной функцией тока и координат. Определим разность магнитных потенциалов $U_{м_2} - U_{м_1}$ в поле тока как линейный интеграл от напряженности магнитного поля, но не по замкнутому контуру, а между двумя положениями, определяемыми по разности углов между плоскостями, проведенными через проводник с током и рассматриваемую точку. Углы отсчитываются от некоторого произвольно взятого начального положения.

$$U_{м_2} - U_{м_1} = \int_{\varphi_1}^{\varphi_2} H_l dl = \int_{\varphi_1}^{\varphi_2} \frac{i}{2\pi r} r d\varphi = \frac{i}{2\pi}(\varphi_2 - \varphi_1). \qquad (114,4)$$

Как видим, разность магнитных потенциалов не зависит от расстояния до проводника с током, она определяется током и разностью углов. Следовательно, эквипотенциальными поверхностями будут плоскости, проходящие через проводник с током. Их расположение можно пояснить с помощью такой модели: если представить себе проводник с током, расположенным в корешке книги, то листы развернутой книги будут представлять собой эквипотенциальные поверхности.

Значение магнитного потенциала — многозначная функция. Действительно, если из (114,4) определить $U_{м_2}$, то к правой части уравнения надо добавить величину in, так как из плоскости φ_1 в плоскость φ_2 можно перейти не только кратчайшим путем, но и совершив n обходов вокруг проводника с током, тогда

$$U_{м_2} = U_{м_1} + in + \frac{i}{2\pi}(\varphi_2 - \varphi_1). \qquad (114,5)$$

Каждый обход меняет потенциал $U_{м_2}$ на величину i. Продифференцировав (114,4) или (114,5), получим:

$$\frac{dU_{м_2}}{d\varphi} = H_l \qquad (114,6)$$

или

$$\frac{dU_м}{d\varphi} = \frac{i}{2\pi}. \qquad (114,7)$$

Несмотря на многозначность потенциала, в поле тока градиент потенциала — величина однозначная. Разность магнитных потенциалов измеряется с помощью пояса Роговского (§ 126).

UNREGISTERED COPY OF SCANPAPYRUS

МАГНЕТИКИ

§ 115. Магнитное поле в магнетиках. Индукция и намагниченность

Магнетиками называются все вещества, заполнение которыми пространства между взаимодействующими токами вызывает изменение магнитных сил, действующих на токи в этом пространстве. Таким свойством, но в весьма различной степени, обладают все вещества; те, которые вызывают сильное изменение магнитных сил, называются ферромагнитными веществами, остальные относятся к парамагнитным или диамагнитным. Природа магнетизма будет подробно рассмотрена ниже.

Современная теория строения атомов и молекул объясняет, почему вещество обладает магнитными свойствами. Вращающийся вокруг ядра атома электрон можно рассматривать как замкнутый ток, обладающий некоторым магнитным моментом $P_{орб}$. Кроме того, электрону присуще некоторое свойство, которое весьма упрощенно можно рассматривать как вращение вокруг собственной оси, что также создает некоторый магнитный момент $P_{сп}$, называемый осевым или спиновым (от английского слова *spin* — веретено).

UNREGISTERED COPY OF SCANPAPYRUS

Общий магнитный момент атома или молекулы является векторной суммой всех орбитальных и спиновых моментов:

$$\vec{P}_а = \Sigma \vec{P}_{орб} + \Sigma \vec{P}_{сп}.$$

Если этот суммарный момент атома или молекулы отличен от нуля, то вещество парамагнитно; если момент равен нулю — вещество диамагнитно.

Ферромагнетизм есть особое состояние некоторых парамагнетиков.

Наличие у атома или молекулы магнитного момента означает, что такой атом создает магнитное поле, которое, складываясь с внешним полем, увеличивает силу Лоренца, действующую на движущийся в магнетике заряд.

В вакууме, при отсутствии магнетика, сила Лоренца равна:

$$\vec{f}_0 = \mu_0 e [\vec{v}\,\vec{H}_0] = e [\vec{v}\,\vec{B}_0], \qquad (115,1)$$

где H_0 — напряженность магнитного поля в вакууме, а $B_0 = \mu_0 H_0$ — индукция в вакууме. При заполнении пространства магнетиком сила Лоренца будет:

$$\vec{f} = \mu_0 e [\vec{v}(\vec{H}_0 + \vec{H}')], \tag{115,2}$$

где H' — результирующая напряженность поля всех электронных токов в атомах.

Векторная величина $\mu_0(\vec{H}_0 + \vec{H}')$ является индукцией в магнетике

$$\mu_0(\vec{H}_0 + \vec{H}') = \vec{B} \tag{115,3}$$

и сила Лоренца

$$f = e[\vec{v}\vec{B}]. \tag{115,4}$$

Все формулы для сил, действующих на токи в магнитном поле, в случае наличия магнитной среды должны содержать не индукцию в вакууме B_0, а индукцию в магнетике B. Поэтому формула закона Ампера принимает вид:

$$F = BIl \sin \alpha; \tag{115,5}$$

вращающий момент, действующий на контур с током, в магнитном поле

$$M = PB \sin \alpha. \tag{115,6}$$

UNREGISTERED COPY OF SCANPARYRUS

Величина силы, втягивающей контур с током, находящийся в неоднородном поле,

$$f = P \cdot \frac{dB}{dx} \cos \beta \tag{115,7}$$

и т. д.

Введем понятие о намагниченности вещества магнетика. Будем называть намагниченностью I вектор магнитного момента единицы объема вещества магнетика:

$$\vec{I} = \frac{1}{\Delta V} \sum_{\Delta V} \vec{P}_a. \tag{115,8}$$

Здесь ΣP_a — сумма магнитных моментов всех атомов в достаточно малом объеме ΔV. Формула (115,8) дает среднее значение этой величины в единице объема.

Найдем связь между индукцией B и намагниченностью I. Для этого вычислим напряженность H' внутреннего поля электронных токов в молекуле. Понятие о молекулярных токах было введено еще Ампером. Согласно Амперу, каждая молекула вещества может рассматриваться как некоторый круговой ток.

Представим себе однородный магнетик в виде цилиндра (рис. 9.1). При намагничивании этого цилиндра молекулярные токи устанавливаются в плоскости, перпендикулярной оси цилиндра. Пусть направление молекулярных токов совпадает

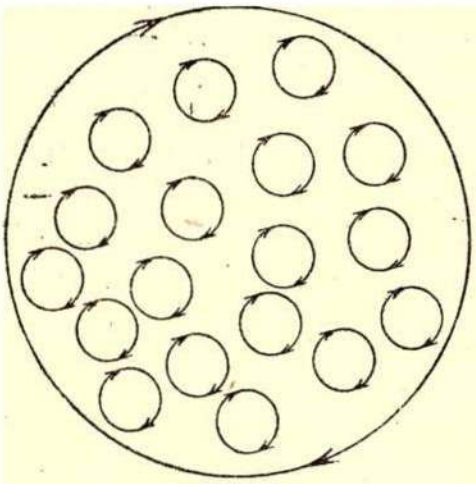


Рис. 9.1. К выводу зависимости индукции от намагниченности.

с движением стрелки часов, тогда во внутренних участках сечения магнетика молекулярные токи соседних атомов направлены навстречу друг другу, и поэтому их действие взаимно компенсируется. Нескомпенсированными останутся лишь токи на наружной поверхности магнетика. Пусть линейная плотность этих токов, т. е. ток на единице длины цилиндра, равна j, тогда весь ток на длине цилиндра l равен jl, а магнитный момент этого тока $P = \mu_0 jlS = \mu_0 jV$, где V — объем магнетика. Следовательно, если P — магнитный момент объема магнетика V, то $\mu_0 j = \frac{P}{V}$ — момент единицы объема, а это, по определению (115,8), есть намагниченность магнетика I. Таким образом,

$$I = \mu_0 j. \qquad (115,9)$$

С другой стороны, мы можем рассматривать цилиндр из магнетика как соленоид, обтекаемый током $j = \frac{I}{\mu_0}$ при $n = 1$, а тогда поле в соленоиде $H' = \frac{I}{\mu_0}$. Индукция в магнетике

UNREGISTERED COPY OF SCANPAPYRUS

$$B = \mu_0 (H_0 + H') = \mu_0 H_0 + I. \qquad (115,11)$$

Величина магнитного момента единицы объема магнетика, т. е. намагниченность I, пропорциональна напряженности поля:

$$I = \varkappa \mu_0 H_0, \qquad (115,12)$$

где коэффициент $\varkappa$ — магнитная восприимчивость вещества. Для парамагнетиков и диамагнетиков магнитная восприимчивость в широких пределах не зависит от величины напряженности поля H.

Подставив (115,12) в (115,11), получим:

$$B = \mu_0 H_0 + \varkappa \mu_0 H_0 = (1 + \varkappa)\, \mu_0 H_0 = \mu \mu_0 H_0, \qquad (115,13)$$

где

$$\mu = 1 + \varkappa. \qquad (115,14)$$

Безразмерная величина μ называется магнитной проницаемостью вещества: для парамагнетиков она немного больше единицы, для диамагнетиков она немного меньше единицы. Для ферромагнетиков μ, а следовательно и $\varkappa$, является функцией напряженности поля H и может достигать в слабых полях очень больших значений.

Единица измерения индукции в системе СГСМ называется гаусс. *Это индукция в магнетике* ($B = \mu H$), *проницаемость*

которого μ *при напряженности поля* $\frac{1}{\mu}$ *эрстед.* В системе СИ индукция определяется через магнитный поток. Единицей магнитного потока в этой системе является вебер, единицей индукции — тесла. Определение их дано в § 121.

§ 116. Напряженность поля в сплошном однородном магнетике. Физический смысл величин H и B

Рассмотрим тороид или достаточно длинный соленоид, для которого можно применить формулу $H = in$. Соленоид заполнен однородным магнетиком, который под влиянием поля соленоида H приобретает однородную намагниченность I. Определим напряженность поля H внутри магнетика. Для этого проделаем в магнетике бесконечно узкую цилиндрическую щель A, параллельную оси соленоида (рис. 9.2). Поле в этой щели, т. е. искомая напряженность $H_м$, складывается из напряженности поля намагничивающих ампер-витков соленоида $H = in$, из поля результирующего молекулярного тока по наружной поверхности магнетика $\frac{I}{\mu_0}$ и из поля результирующего молекулярного тока по поверхности магнетика в вырезанной щели. Этот ток, как это видно из рисунка, имеет направление, обратное току по наружной поверхности магнетика, и его величина равна $-\frac{I}{\mu_0}$, следовательно, поле в щели

UNREGISTERED COPY OF SCANPAPYRUS

$$H_м = in + \frac{I}{\mu_0} - \frac{I}{\mu_0} = H, \qquad (116,1)$$

т. е. оно таково, как будто никакого магнетика в соленоиде нет.

Таким образом, *напряженность поля не изменяется при заполнении пространства однородным магнетиком.*

Следовательно, закон Лапласа — Био — Савара в отличие от закона Ампера остается неизменным при переходе от вакуума к магнетикам.

Формула Ампера на основании (115,5) и (115,13) принимает вид:

$$F = \mu\mu_0 Hil \sin\alpha = Bil \sin\alpha. \qquad (116,2)$$

Следовательно, μ *показывает, во сколько раз изменилась сила, действующая на ток, при заполнении*

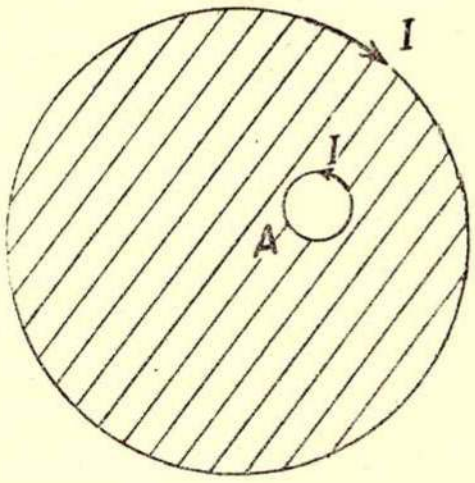


Рис. 9.2. К выводу величины напряженности поля в магнетике.

пространства однородной магнитной средой. В таком случае для силы взаимодействия параллельных токов в однородном магнетике вместо (104,2) имеем:

$$F = \frac{\mu\mu_0 i_1 i_2}{2\pi r} l. \qquad (116,3)$$

Если пространство заполнено неоднородным магнетиком, например в нем имеются намагниченные куски железа, постоянные магниты и т. п., то магнитное поле приобретает сложный характер, а поле вне постоянного магнита можно считать потенциальным. Эти случаи будут рассмотрены ниже.

Рассмотрим теперь физический смысл напряженности магнитного поля H и магнитной индукции B и сопоставим их с напряженностью E и индукцией D электрического поля. В системах СГСМ, гауссовой и других (кроме системы СИ) напряженность магнитного поля H рассматривается как основная, первичная, величина, создающая путем воздействия на вещество индукцию B в магнетике. Размерности их одинаковы. В вакууме эти две величины совпадают и по величине. В системе СИ первичной величиной является индукция B, а напряженность поля H рассматривается как вспомогательная величина. Размерности и числовые значения H и B в вакууме не совпадают.

Введение в магнитное поле вещества с проницаемостью μ увеличивает индукцию в μ раз, но не изменяет напряженности поля (в случае однородного магнетика).

UNREGISTERED COPY OF SCANPAPYRUS

Причиной появления магнитного поля является движение электрических зарядов, т. е. макроскопические токи в проводах, заряженные частицы, движущиеся в вакууме или среде, и микроскопические токи в веществе.

Напряженность электрического поля E в отличие от напряженности магнитного поля H зависит от среды, уменьшаясь в ε раз в веществе с диэлектрической проницаемостью ε. Электрическая индукция D от среды не зависит, она определяется лишь свободными электрическими зарядами на проводниках.

Причиной такого различия свойств электрического и магнитного полей является то, что электростатическое поле зарядов является потенциальным, линии поля начинаются и кончаются на зарядах: магнитное поле токов вихревое, линии поля замкнутые. Свойства этих полей различны.

Таким образом напряженности электрического поля E соответствует магнитная индукция B, а электрической индукции D соответствует напряженность магнитного поля H. Поэтому правильнее было бы называть индукцией величину H, а не B.

Существующая терминология возникла исторически потому, что до XX столетия истинная природа магнетизма не была известна. Предполагалось, что существуют магнитные массы, аналогичные электрическим зарядам, что и определило терминологию.

§ 117. Работа перемещения проводника с током в магнитом поле. Поток магнитной индукции

Рассмотрим проводник с током i, находящийся в среде с магнитной индукцией B. На проводник действует сила

$$F = iBl \sin \alpha.$$

Если проводник под действием этой постоянной по величине силы перемещается на расстояние b, то величина совершенной работы равна:

$$A = Fb = iBlb \sin \alpha = iB_n S, \qquad (117,1)$$

где $S = bl$ — площадь, перекрытая проводником при его перемещении в магнитном поле, B_n — проекция вектора магнитной индукции на нормаль к площади S (рис. 9.3).

Произведение нормальной составляющей магнитной индукции B_n на площадь S, которую пронизывают линии индукции, называется магнитным потоком и обозначается через Φ.

Единицей магнитного потока в системе СГСМ является максвелл. *Это поток индукции в один гаусс через один квадратный сантиметр площади* S. В системе СИ единицей магнитного потока является вебер. (Определение вебера см. § 121.) Вебер равен тесла на квадратный метр или 10^8 максвелл.

UNREGISTERED COPY OF SCANPAPYRUS

Пользуясь тем, что условились линии напряженности магнитного поля проводить так, чтобы число их, проходящее через 1 $см^2$ поверхности, равнялось бы напряженности магнитного поля в данной точке, и распространяя это на поток индукции Φ, мы можем рассматривать Φ как полное число линий индукции, проходящих через площадь S. В общем виде

$$\Phi = \int_S B_n dS, \qquad (117,2)$$

и формулу (117,1) можно переписать так:

$$A = i\Phi. \qquad (117,3)$$

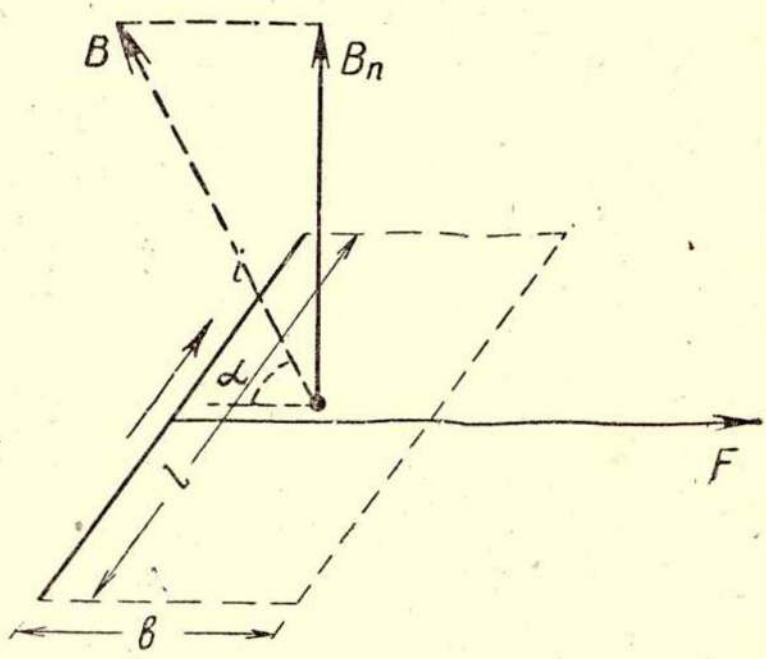


Рис. 9.3. Перемещение проводника с током в магнитном поле.

§ 118. Магнитная цепь. Законы Ома и Кирхгофа для магнитной цепи

Напряженность поля внутри тороида или длинного соленоида дается формулой $H = in = \frac{iN}{l}$. Если заполнить такой соленоид магнетиком, то индукция в нем

$$B = \mu_0 \mu H = \frac{\mu_0 \mu i N}{l}, \tag{118,1}$$

а магнитный поток, пронизывающий сечение соленоида,

$$\Phi = BS = \frac{\mu_0 \mu i N S}{l}. \tag{118,2}$$

Преобразуем (118,2) к виду:

$$\Phi = \frac{iN}{\frac{l}{\mu_0 \mu S}} = \frac{\mathcal{E}_м}{R_м}. \tag{118,3}$$

Эта формула носит название формулы Гопкинсона или закона Ома для магнитной цепи ввиду ее внешнего сходства с обычным законом Ома (§ 47). Величина $\mathcal{E}_м = iN$ — уже известная нам магнитодвижущая сила, а $R_м = \frac{l}{\mu_0 \mu S}$ получило название магнитного сопротивления, роль электропроводности здесь играет магнитная проницаемость μ. Разумеется, сходство здесь чисто внешнее.

UNREGISTERED COPY OF SCANPAPYRUS

Формула (118,3) точна для замкнутой магнитной цепи с однородным намагничиванием магнетика. Для разветвленной или неоднородной магнитной цепи необходимо применить положения, аналогичные законам Кирхгофа для электрической цепи. Рассмотрим сложный магнитопровод, например сердечник трансформатора (рис. 9.4) с намагничивающей обмоткой из N витков. При протекании тока i по обмотке в средней части сердечника возникает магнитный поток Φ. В месте разветвления сердечника поток также разветвляется на два потока Φ_1 и Φ_2. Если не учитывать потока рассеяния через воздух, то

$$\Phi = \Phi_1 + \Phi_2 \tag{118,4}$$

или

$$\Sigma \Phi = 0, \tag{118,5}$$

считая приходящие в место разветвления потоки положительными, а уходящие — отрицательными. Это первый закон Кирхгофа для магнитной цепи.

Для замкнутой магнитной цепи, имеющей одну или несколько намагничивающих обмоток (магнитодвижущих сил) (рис. 9.5),

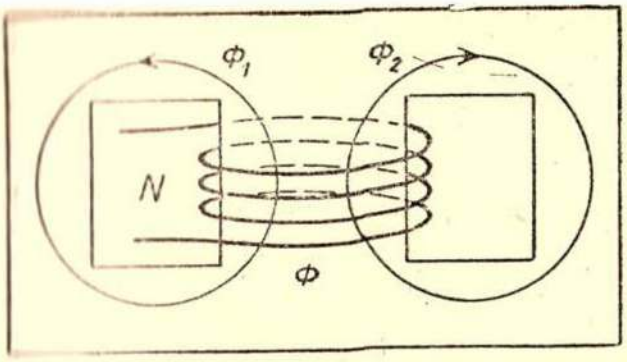


Рис. 9.4. К пояснению первого закона Кирхгофа для магнитной цепи.

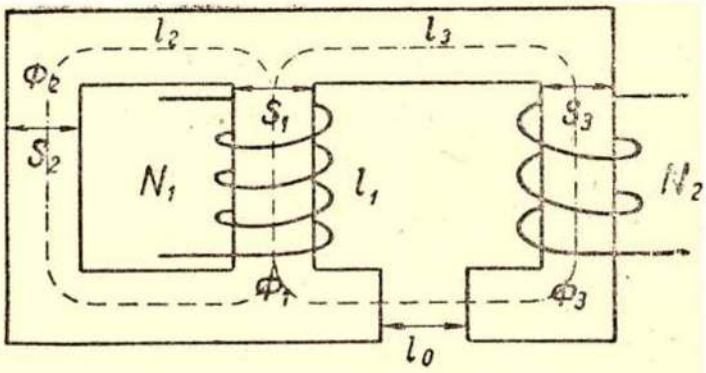


Рис. 9.5. К пояснению второго закона Кирхгофа для магнитной цепи.

применяем второй закон Кирхгофа для магнитной цепи, который записывается так:
для левого участка

$$\Phi_1 \cdot \frac{l_1}{\mu_0 \mu_1 S_1} + \Phi_2 \cdot \frac{l_2}{\mu_0 \mu_2 S_2} = i_1 N_1, \qquad (118,6)$$

для правого участка

$$\Phi_1 \cdot \frac{l_1}{\mu_0 \mu_1 S_1} + \Phi_3 \cdot \frac{l_3}{\mu_0 \mu_3 S_3} + \Phi_3 \cdot \frac{l_0}{\mu_0 S_3} = i_1 N_1 + i_2 N_2 \qquad (118,7)$$

или в общем виде:

$$\sum \frac{l}{\mu_0 \mu S} \Phi = \sum iN \qquad (118,8)$$

UNREGISTERED COPY OF SCANPAPYRUS

или, поскольку $\Phi = BS$,

$$\sum iN = \sum \frac{Bl}{\mu_0 \mu}. \qquad (118,9)$$

Так как магнитная проницаемость ферромагнетиков, например железа, в сотни и тысячи раз больше проницаемости воздуха (единица), то наличие в магнитопроводе даже небольшого воздушного зазора очень сильно увеличивает магнитное сопротивление цепи. Сопротивление железа магнитному потоку может быть исчезающе мало по сравнению с сопротивлением воздушного зазора длиной в доли миллиметра.

§ 119. Подъемная сила электромагнита

Рассмотрим соленоид конечной длины, заполненный железом и согнутый в форме полуокружности или подковы; такое устройство называется электромагнитом (рис. 9.6). Замкнем концы электромагнита железной пластиной A, называемой якорем электромагнита. Если воздушные зазоры между якорем и железным сердечником электромагнита невелики, то можно считать, что магнитный поток электромагнита замыкается

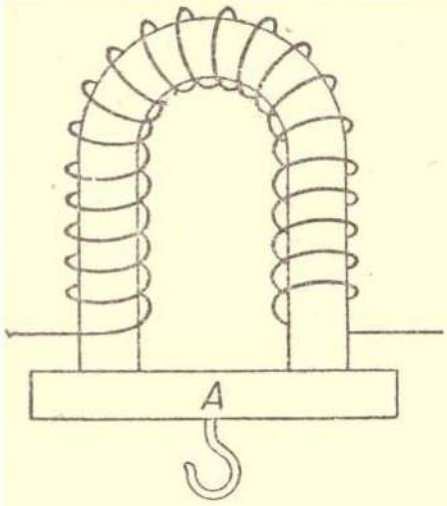


Рис. 9.6. Электромагнит.

полностью через якорь. Тогда приближенно индукцию в железе электромагнита и в воздушных зазорах можно считать одинаковой и определить по формуле (118,1):

$$B = \frac{\mu_0 \mu i N}{l}.$$

Плотность энергии магнитного поля в зазоре, т. е. энергия, заключенная в единице объема магнитного поля, вычисляется по формуле:

$$w = \frac{\mu_0 \mu H^2}{2}, \qquad (119,1)$$

аналогичной соответствующей формуле для электрического поля (см. § 32); вывод формулы (119,1) см. ниже § 126. Так как весь поток индукции из железа электромагнита вблизи поверхности сердечника переходит в воздушный зазор, индукцию в зазоре можно положить равной индукции в железе, и поскольку $\mu = 1$, то энергия во всем объеме одного зазора равна:

$$W = \frac{B^2 S l}{2\mu_0}. \qquad (119,2)$$

Как известно из механики, система стремится к состоянию с минимумом потенциальной энергии. В электромагните уменьшение зазора приводит к уменьшению запасенной в нем энергии, поэтому возникает сила притяжения между сердечником и якорем электромагнита. Из механики известно, что сила равна производной энергии по координате, в данном случае по толщине зазора, т. е.

$$F = -\frac{\partial W}{\partial l} = -\frac{B^2 S}{2\mu_0}. \qquad (119,3)$$

Сила притяжения пропорциональна квадрату индукции магнитного поля. При использовании формулы (119,3) надо учитывать, что индукция в магнитной цепи сама зависит от величины зазора (см. (119,8) и ниже § 141). Выражение (119,3) дает силу притяжения, приходящуюся на один полюс электромагнита.

Электромагнит является одним из важнейших и распространеннейших аппаратов в электротехнике и автоматике. Всевозможные электромагнитные муфты и другие электромагнитные устройства применяются в математических вычислительных машинах и всякого рода промышленной автоматике, управляющей работой машин, автоматических поточных линий на заводах и т. д. Существуют огромные электромагнитные краны, поднимающие железные грузы весом в десятки тонн, а в медицине применяются электромагниты, с помощью которых можно извлекать проглоченные человеком железные предметы и извлекать из

UNREGISTERED COPY OF SCANPAPYRUS

глаза попавшие туда ферромагнитные частицы. Для многих физических исследований применяются мощные электромагниты, дающие поля напряженностью до 75 000 *э*. Однако наиболее сильные магнитные поля получаются при кратковременном пропускании очень сильных токов через соленоиды без железных сердечников. Сейчас путем разряда конденсатора получают поля до миллиона эрстед, правда, в течение очень малого промежутка времени, порядка тысячных долей секунды.

§ 120. Электрические измерительные приборы

Применение основных электродинамических законов позволяет сконструировать ряд электроизмерительных приборов. Основные типы этих приборов подразделяются на следующие системы.

Приборы магнитоэлектрической системы. Основой этого типа приборов является постоянный магнит *1*, между полюсами которого находится легкая рамка *2* (рис. 9.7), по виткам которой протекает измеряемый ток. Для создания однородного поля в зазоре, в котором движется рамка, внутри рамки помещен неподвижный железный сердечник *3*. Ток к началу и к концу обмотки рамки подводится через гибкие спирали из фосфористой бронзы.

UNREGISTERED COPY OF SCANPAPYRUS

В высокочувствительных приборах — гальванометрах — (рис. 9.8) вместо спиралей применяются тонкие ленты — растяжки или подвесы. По закону Ампера, сила, действующая на обмотку рамки при протекании по ней тока i, равна:

$$F = Binl, \qquad (120,1)$$

где l — высота рамки, n — число витков обмотки, B — индукция в зазоре, в котором движется рамка. Вращающий момент, действующий на рамку, равен:

$$M = Fa\cos\alpha = Bin\,la\cos\alpha = Bin\,S\cos\alpha, \qquad (120,2)$$

где α — угол между плоскостью витков рамки и направлением вектора B, a — ширина рамки. Если полюсные наконечники имеют цилиндрическую поверхность, а сердечник форму цилиндра, то $\cos\alpha = 1$.

Противодействующий момент подвеса или спиралей рамки будет

$$M' = m\beta, \qquad (120,3)$$

где m — удельный противодействующий момент, т. е. противодействующий момент при угле закручивания β, равном одному радиану (или одному градусу).

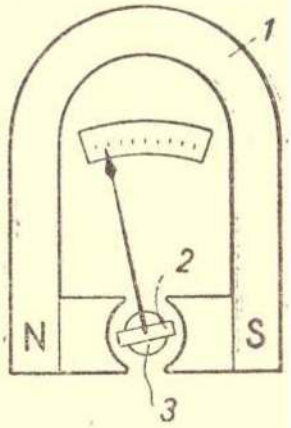


Рис. 9.7. Схема электроизмерительного прибора магнитоэлектрической системы.

При равновесии подвижной системы прибора $M = M'$, тогда

$$BinS = m\beta, \qquad (120,4)$$

откуда

$$\beta = \frac{BinS}{m}, \qquad (120,5)$$

т. е. угол поворота или отклонение подвижной системы пропорционален величине тока i и шкала магнитоэлектрического прибора имеет равномерные деления.

Приборы магнитоэлектрической системы применяются только для измерения постоянного тока, при переменном токе направление силы F меняется дважды за период, поэтому рамка вследствие инерции не успевает следовать за изменениями тока и остается на месте. В случае переменного тока необходимо применять выпрямитель, лучше всего полупроводниковый.

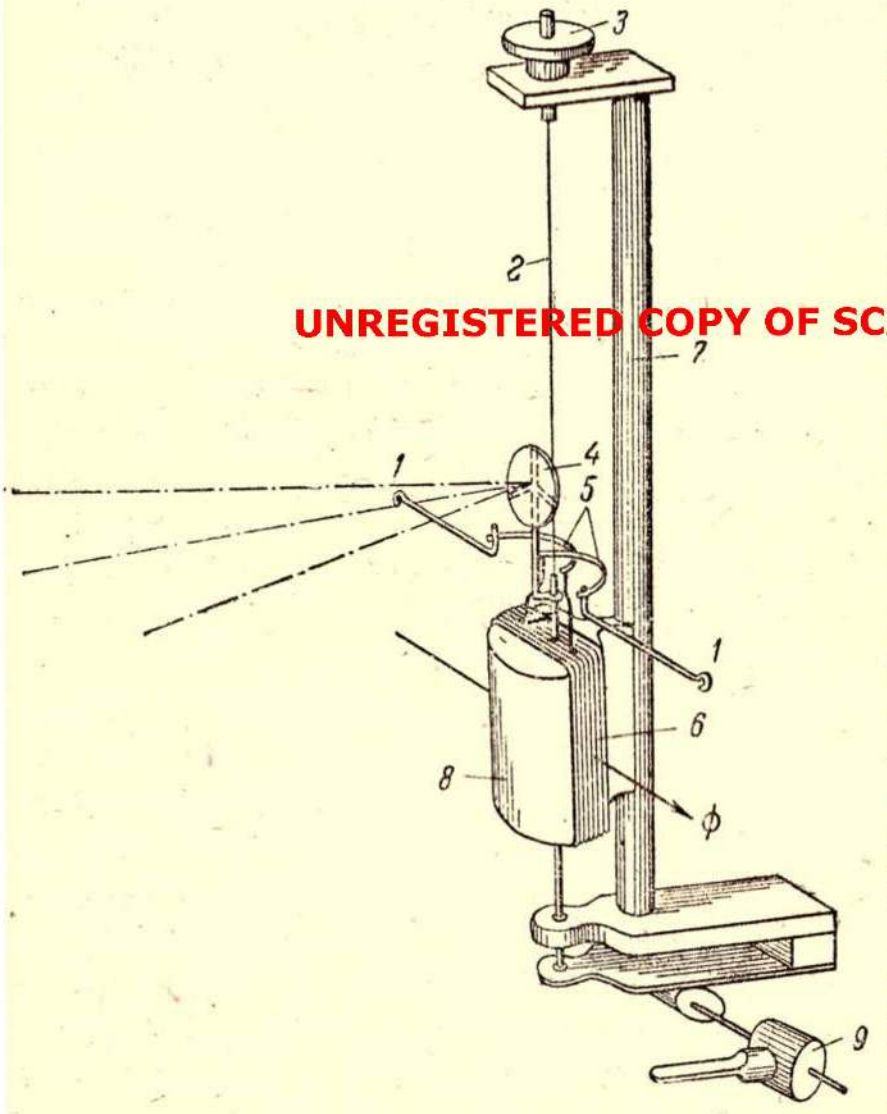


Рис. 9.8. Схема магнитоэлектрического зеркального гальванометра: *1* — токоподводы; *2* — лента подвеса; *3* — корректор; *4* — зеркало; *5* — гибкие токоподводы; *6* — рамка (катушка); *7* — стойка; *8* — железный цилиндр; *9* — арретир.

UNREGISTERED COPY OF SCANPAPYRUS

Обмотки рамки магнитоэлектрического прибора рассчитываются на ток не свыше нескольких десятков миллиампер. При необходимости измерять бо́льшие токи параллельно рамке включается небольшое сопротивление — шунт, в которое ответвляется значительная часть тока. Расчет сопротивления шунта производится на основании второго закона Кирхгофа для электрической цепи (§ 57). Для измерения разности потенциалов вместо шунта, включается последовательно к рамке большое добавочное сопротивление, рассчитанное по закону Ома.

В современных точных лабораторных приборах обычно скомбинированы амперметр и вольтметр, каждый

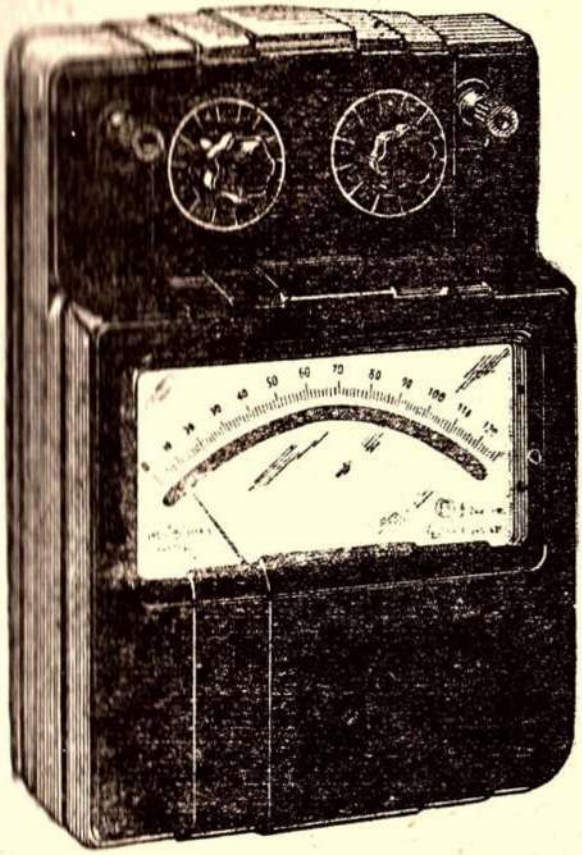


Рис. 9.9. Универсальный лабораторный измерительный прибор типа М-80.

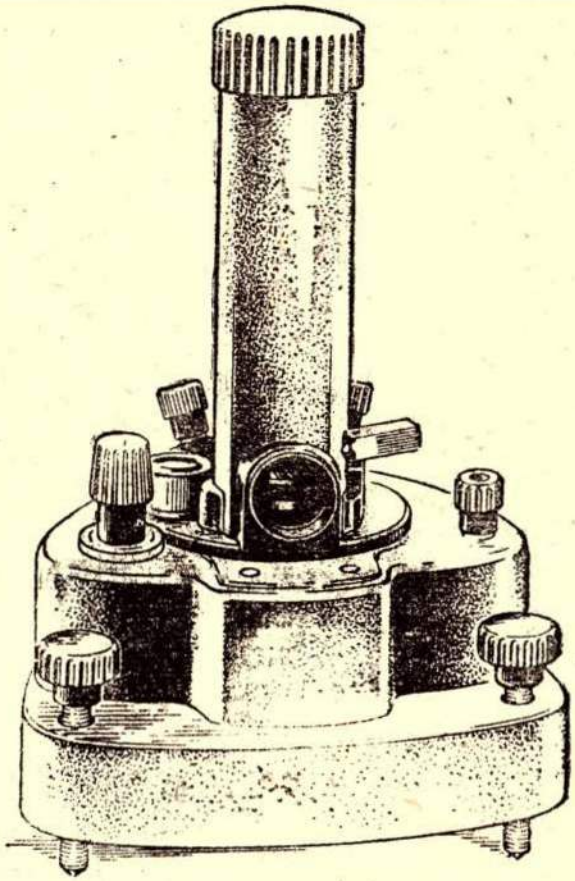


Рис. 9.10. Зеркальный гальванометр типа М-21.

на несколько пределов измерения (рис. 9.9). Переход с одной шкалы на другую осуществляется переключателем.

UNREGISTERED COPY OF SCANPAPYRUS

Для измерения очень слабых токов, вплоть до 10^{-12} *а*, применяются зеркальные гальванометры (рис. 9.10). В них рамка, состоящая обычно из одной бескаркасной клееной обмотки, висит на очень тонких металлических лентах, служащих одновременно токоподводящими проводниками. Отсчет ведется по методу зеркала и шкалы. Гальванометры с очень малым, порядка нескольких омов, сопротивлением обмотки и токоподводов позволяют измерять разность потенциалов до $2 \cdot 10^{-8}$ *в*.

Магнитоэлектрический гальванометр с большим моментом инерции рамки и большим периодом колебаний применяется в качестве баллистического гальванометра (§ 46).

Специальная конструкция магнитоэлектрического прибора служит для измерения изменения магнитного потока $\Delta\Phi$ и называется флюксметром (подробнее о флюксметре см. § 126).

Приборы электромагнитной системы. В этих приборах (рис. 9.11) ферромагнитный сердечник втягивается в короткую катушку, по обмотке которой протекает измеряемый ток. Такую систему можно приближенно рассматривать как электромагнит, у которого подъемная сила пропорциональна квадрату индукции (§ 119), но индукция в ферромагнитном сердечнике при небольших напряженностях поля пропорциональна величине тока; следовательно, втягивающая сила пропорциональна квадрату

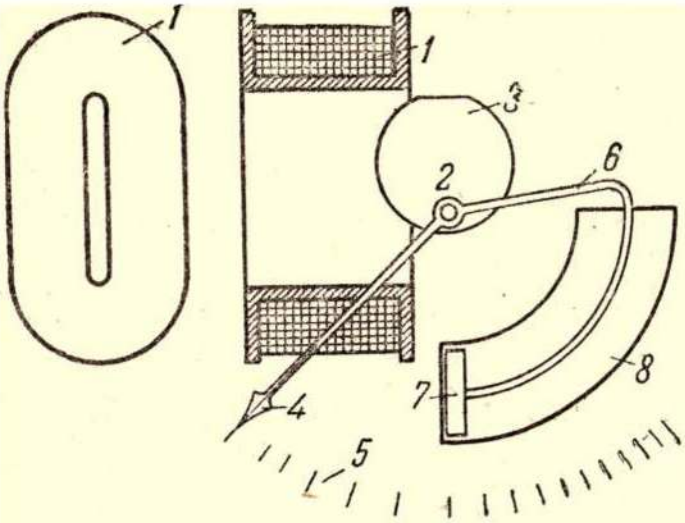


Рис. 9.11. Схема электроизмерительного прибора электромагнитной системы: *1* — катушка; *2* — ось стрелки и воздушного успокоителя; *3* — железный подвижный сердечник; *4* — стрелка; *5* — шкала; *6* — ось воздушного успокоителя; *7* — поршень воздушного успокоителя; *8* — корпус воздушного успокоителя.

тока, т. е. $F=ai^2$. При равновесии $F=m\alpha$, откуда

$$\alpha=\frac{a}{m}i^2. \qquad (120,6)$$

Это равенство приближенное, так как надо учитывать изменение индукции с изменением поля и некоторые другие факторы. Шкала прибора электромагнитной системы близка к квадратичной. Пределы измерения амперметров могут быть увеличены, если для этого взять более толстые провода обмотки катушки. Шунты для этих приборов не применяются ввиду относительно большого сопротивления обмотки, что не дает возможность осуществить температурную компенсацию сопротивлений шунта и обмотки. Вольтметры изготовляются с добавочными сопротивлениями. Для измерения больших величин переменных токов и напряжений применяются трансформаторы тока и напряжения. Приборы электромагнитной системы могут применяться для измерения переменных токов и напряжений с частотой не свыше 1000 *гц* из-за возрастания потерь в ферромагнитном сердечнике.

UNREGISTERED COPY OF SCANPAPYRUS

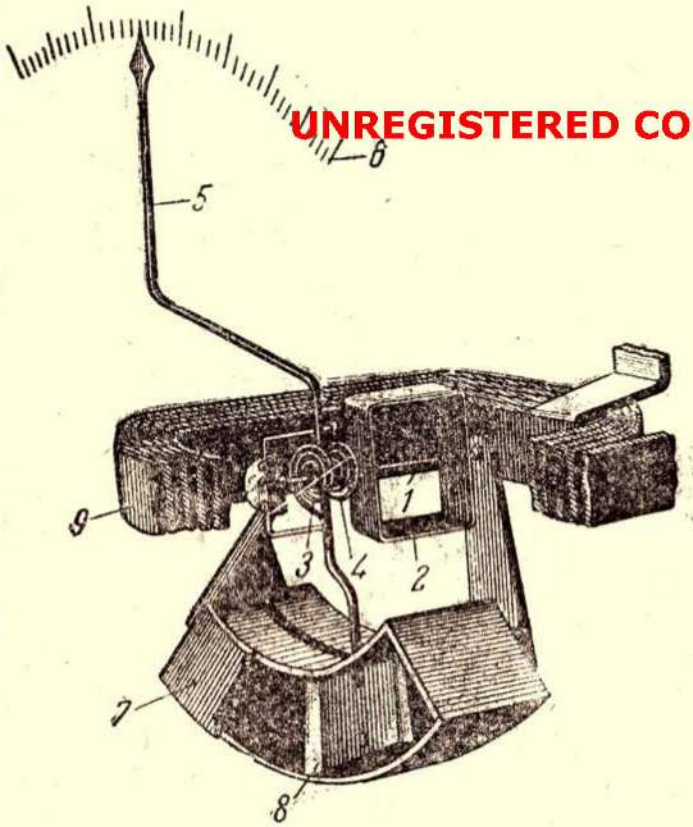


Рис. 9.12. Схема электроизмерительного прибора электродинамической системы: *1* — ось подвижной катушки; *2* — подвижная катушка; *3* и *4* — спиральные токоподводящие пружины; *5* — стрелка; *6* — шкала; *7* — корпус воздушного успокоителя; *8* — поршень воздушного успокоителя; *9* — неподвижная катушка.

Приборы электродинамической системы. Действие этих приборов основано на законах Ампера для параллельных токов. Внутри неподвижной катушки находится небольшая подвижная катушка (рис. 9.12), по своей конструкции подобная рамке магнитоэлектрического гальванометра, имеющая противодействующий момент. При отсутствии тока в катуш-

ках их плоскости составляют некоторый угол между собой. При пропускании тока по обеим катушкам их параллельные витки взаимодействуют между собой с силой, пропорциональной произведению токов и синусу угла между их плоскостями:

$$f = ai_1 i_2 \sin \beta, \qquad (120,7)$$

при этом подвижная катушка поворачивается на некоторый угол. В амперметрах обе катушки соединены параллельно, в вольтметрах — последовательно.

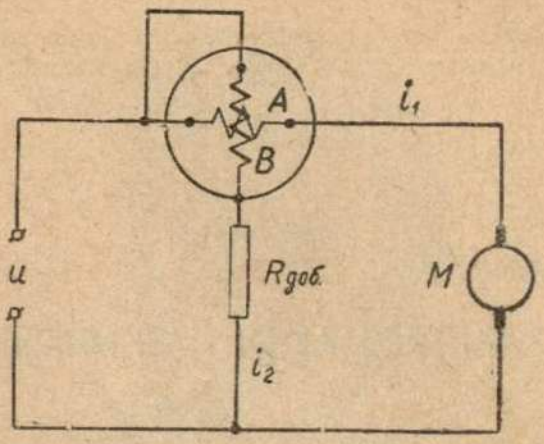


Рис. 9.13. Схема включения электродинамического ваттметра.

При изменении направления тока одновременно в обеих катушках направление силы f не меняется, поэтому электродинамический прибор пригоден для измерений в цепях постоянного и переменного тока. Приборы электродинамической системы могут иметь такую же высокую точность, как и приборы магнитоэлектрической системы.

Электродинамические приборы применяются не только в качестве амперметров и вольтметров, но и в качестве ваттметров и счетчиков для измерения мощности и расхода электрической энергии в [illegible] ваттметра приведена на рисунке 9.13. Неподвижная катушка A прибора включена в цепь последовательно с нагрузкой M, подвижная B вместе с добавочным сопротивлением $R_{доб}$ включена параллельно нагрузке M. Сила притяжения катушек равна:

$$f = ai_1 i_2 \sin \beta = ai_1 \cdot \frac{U}{R_2 + R_{доб}} \sin \beta = C' i_1 U \sin \beta = C' P \sin \beta. \qquad (120,8)$$

Придавая катушкам специальную форму, можно добиться, чтобы множитель $C' \sin \beta$ был почти постоянным, и тогда отклонение подвижной системы прибора будет

$$\alpha = CP. \qquad (120,9)$$

Шкала прибора почти равномерна.

В счетчике электрической энергии подвижная катушка не имеет противодействующего момента, ток к ней подводится через устройство, подобное коллектору двигателя постоянного тока, поэтому направление вращения катушки не меняется. Число ее оборотов, пропорциональное количеству электрической энергии, выделенной в подключенной к счетчику нагрузке, отсчитывается на циферблатах счетного устройства.

Кроме описанных, существует еще ряд конструкций электроизмерительных приборов.

UNREGISTERED COPY OF SCANPAPYRUS

ЭЛЕКТРОМАГНИТНАЯ ИНДУКЦИЯ

§ 121. Основные явления. Закон Фарадея

Индукцию электрических токов пытались обнаружить после установления Ампером основных электродинамических законов. Однако только в 1831 г. Фарадею после многочисленных опытов удалось открыть явление электромагнитной индукции. Оказалось, что в отличие от электростатической индукции, где заряд даже в случае неподвижных проводников вызывает появление индуцированных зарядов на соседних проводниках, индукция токов наблюдается только при движении проводников с током или других источников магнитного поля, а также при изменении тока в проводнике. Основные опыты Фарадея заключались в следующем:

1-й опыт. Концы катушки присоединяются к гальванометру, затем внутрь катушки достаточно быстро вставляется постоянный магнит (рис. 10.1). В момент вдвигания магнита, а затем в момент его выдвигания наблюдается отброс стрелки гальванометра. Направления отклонения стрелки при вдвигании и выдвигании магнита противоположны. Отброс стрелки тем больше, чем быстрее двигается магнит.

UNREGISTERED COPY OF SCANPAPYRUS

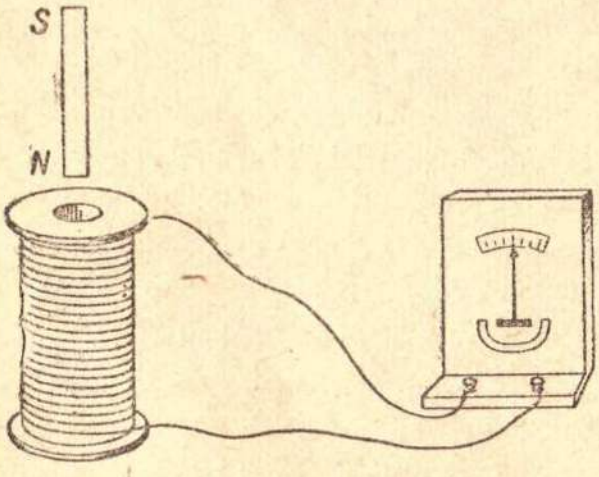


Рис. 10.1. Схема первого опыта Фарадея.

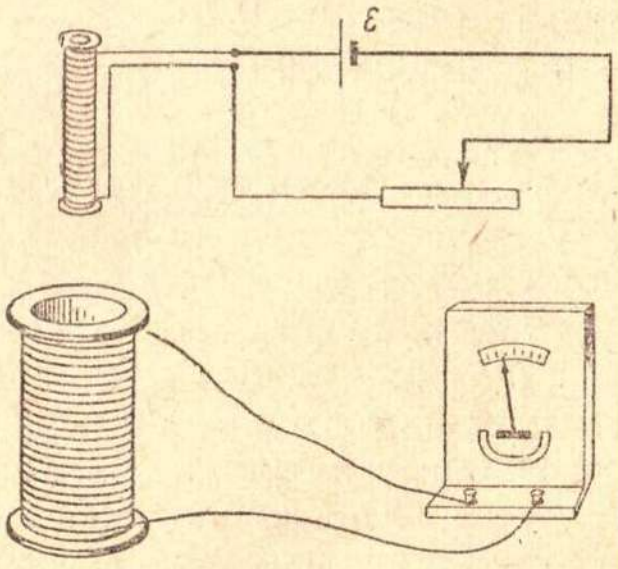


Рис. 10.2. Схема второго опыта Фарадея.

2-й опыт. Одна катушка помещается внутри другой. Концы одной из катушек присоединяются к гальванометру, через вторую катушку пропускается ток. В момент включения или выключения тока, увеличения или уменьшения его с помощью реостата или при перемещении катушек друг относительно друга (рис. 10.2) наблюдается отброс стрелки гальванометра. При включении тока, его увеличении или сближении катушек, стрелка отклоняется в одну сторону, при выключении тока, уменьшении его или удалении катушек, стрелка отклоняется в другую сторону.

Фарадей, Майкл (1791—1867)

3-й опыт. Катушка изготавливается из нескольких десятков витков мягкой проволоки. Сжимая или растягивая катушку, можно изменять ее площадь. Если перед катушкой поместить магнит, концы катушки присоединить к гальванометру, то при сжатии или растяжении катушки гальванометр покажет наличие токов противоположных направлений.

UNREGISTERED COPY OF SCANPAPYRUS

Из этих опытов Фарадей заключил, что *индукционный ток возникает тогда, когда проводник пересекается линиями напряженности магнитного поля.* Установленная зависимость отброса стрелки гальванометра от скорости изменения тока или скорости движения катушек позволила найти количественную зависимость между электродвижущей силой $\mathcal{E}'$, индуцированной в катушке, и скоростью пересечения проводника магнитными силовыми линиями:

$$\mathcal{E}' = -k \cdot \frac{d\Phi}{dt}, \qquad (121,1)$$

где $d\Phi$ — поток линий индукции магнитного поля, пересеченных проводником за время dt.

Значение коэффициента k зависит от выбора единиц. Если его принять равным единице, $\mathcal{E}'$ измерять в вольтах, dt в секундах, то этим мы определим единицу измерения магнитного потока в системе СИ — вебер.

Один вебер — это магнитный поток, появление или исчезновение которого в течение одной секунды создает в охватываю-

щем его единичном проводнике э. д. с. индукции, равную одному вольту:

$$-d\Phi\,(вб) = \mathcal{E}'dt\,(в\cdot сек). \qquad (121,2)$$

Произведение $\mathcal{E}'dt$ называется импульсом напряжения, по аналогии с импульсом силы fdt в механике.

Установив в системе СИ единицу измерения магнитного потока — вебер, можно установить единицу измерения магнитной индукции — тесла. Индукция — это магнитный поток через единицу площади; следовательно,

$$1\ тл = \frac{1\ вб}{1\ м^2}.$$

Величина тока, индуцированного при пересечении замкнутого проводника линиями индукции магнитного поля, определяется по закону Ома:

$$i = \frac{\mathcal{E}'}{R} = -\frac{1}{R}\cdot\frac{d\Phi}{dt}, \qquad (121,3)$$

где R — сопротивление проводника.

Однако не всякое пересечение замкнутого проводника линиями индукции магнитного поля ведет к появлению индукционного тока. Рассмотрим движение замкнутого, например кольцевого, проводника в однородном магнитном поле (рис. 10.3). Пусть такой проводник неизменной формы движется в магнитном поле слева направо со скоростью v. Линии индукции пересекают обе половины ABC и ADC проводника, индуцируя в них одинаково направленные э. д. с. Это следует из того, что пересечение линиями индукции обеих частей проводника происходит совершенно одинаково, отсюда же следует и равенство э. д. с., так как для обеих частей проводника равны производные $\frac{d\Phi}{dt}$.

UNREGISTERED COPY OF SCANPAPYRUS

Таким образом, на участках проводника ABC и ADC возникают две равные и противоположные друг другу э. д. с., которые взаимно уравновешиваются, и тока в цепи не возникает. Результат не зависит также и от формы замкнутого проводника. Чтобы в замкнутом проводнике появился индукционный ток, поступательное движение проводника должно происходить в неоднородном поле или должна меняться площадь, охватываемая проводником.

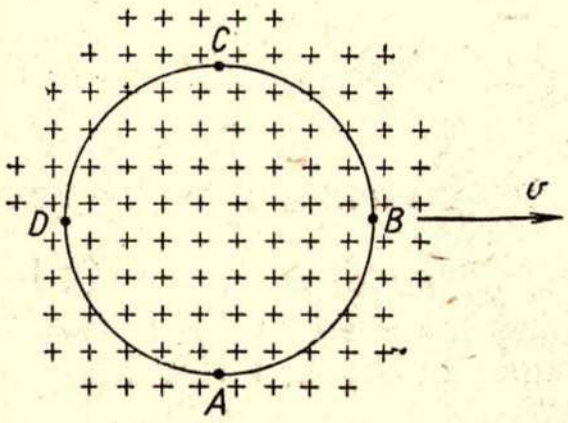


Рис. 10.3. Движение замкнутого проводника в однородном поле.

Последнее значительно проще объяснить на основании фор-

мулировки закона индукции Фарадея, данной Максвеллом. Согласно Максвеллу, под $d\Phi$ в формуле (121,1) надо понимать изменение магнитного потока, сцепленного с данным контуром. Сцепленным потоком называется произведение потока Φ, пронизывающего площадь, охватываемую проводником, на число витков проводника. Формулировка Максвелла проще, так как, пользуясь ею, не надо рассматривать направление э. д. с. индукции в разных частях проводника, а надо лишь рассмотреть, изменяется охватываемый проводником поток Φ или нет. Из рисунка 10.3 ясно, что в случае однородного магнитного поля охватываемый проводником поток при любом законе поступательного движения не меняется, $d\Phi=0$, поэтому э. д. с. индукции протекает одинаково как при движении проводника в однородном магнитном поле, так и в неподвижном проводнике при изменении магнитного поля.

Количество индуцированного в контуре электричества $\Delta q'$ можно определить из формулы (121,3), использовав соотношение $i' = \frac{\Delta q'}{\Delta t}$, тогда

$$\Delta q' = i'\Delta t = -\frac{\Delta \Phi}{R}. \qquad (121,4)$$

Э. д. с. индукции $\mathcal{E}'$ является сторонней (см. § 55), так как она создает электрический ток в цепи, на что потребляется энергия источника магнитного поля или энергия движущегося в магнитном поле проводника. На основании определения сторонней э. д. с. мы можем написать:

UNREGISTERED COPY OF SCANPAPYRUS

$$\mathcal{E} = \oint_l E_l^* dl, \qquad (121,5)$$

а учитывая (121,2), получим:

$$\mathcal{E}' = -\frac{d\Phi}{dt} = \oint_l E_l^* dl. \qquad (121,6)$$

Полученное выражение представляет собой одну из форм второго уравнения Максвелла, которое будет подробнее рассмотрено ниже.

§ 122. Закон индукции Ленца

Основываясь на законе сохранения энергии, Ленц установил закон (иногда его называют правилом Ленца): *направление индукционного тока всегда таково, что его магнитное поле противодействует вызвавшей его причине.* Рассмотрим проводник с током, движущийся в магнитном поле под воздействием ампе-

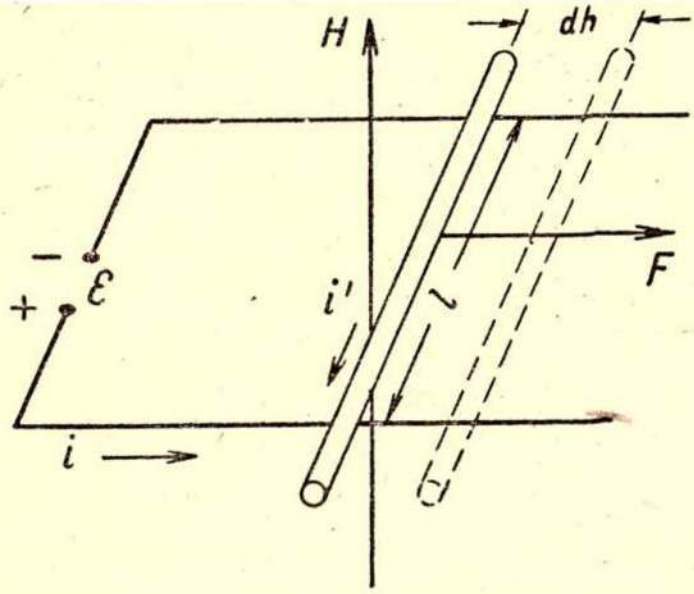


Рис. 10.4. Возникновение индукционного тока в проводнике, движущемся в магнитном поле.

ровой силы (рис. 10.4). Источник тока с э. д. с. $\mathcal{E}$ посылает в цепь ток i. Подвижный проводник длиной l, по которому течет ток i, находится в перпендикулярном к нему магнитном поле напряженностью H. Перемещая проводник l на расстояние dh, амперова сила F производит работу $dA = id\Phi$ (см. § 117), где $d\Phi$ — пересеченный проводником l магнитный поток ($d\Phi = \mu_0 Hldh$).

Если сопротивление всей цепи R, то работа источника тока за время dt будет складываться из работы на джоулево тепло i^2Rdt и работы перемещения проводника в магнитном поле $id\Phi$. Тогда

$$\mathcal{E}idt = i^2Rdt + id\Phi. \qquad (122,1)$$

Определяя отсюда i, находим:

$$i = \frac{\mathcal{E} - \frac{d\Phi}{dt}}{R} = \frac{\mathcal{E} + \mathcal{E}'}{R}, \qquad (122,2)$$

UNREGISTERED COPY OF SCANPAPYRUS

где $\mathcal{E}' = -\frac{d\Phi}{dt}$ — электродвижущая сила индукции. Знак минус в формуле (122,2) показывает, что *э. д. с. индукции направлена противоположно той э. д. с., которая вызвала движение проводника,* т. е. процесс индукции. Если отключить источник э. д. с. $\mathcal{E}$, замкнуть цепь и перемещать рукой проводник l в том же направлении, в котором его перемещала амперова сила, то в цепи потечет ток индукции i', направление которого противоположно первоначальному току i.

Появление э. д. с. индукции можно объяснить, пользуясь представлением о силе Лоренца. Если проводник перемещается в направлении движущей силы (рис. 10.4), то сила Лоренца, действующая на заряды внутри проводника, движущиеся вместе с ним, окажется направленной (по правилу векторного произведения) противоположно току i, т. е. она будет создавать в проводнике ток i', как это было получено раньше из других соображений.

Тот же результат получается при неподвижном проводнике и изменяющемся магнитном потоке, пронизывающем контур. Пусть этот поток увеличивается, это означает, что линии напряженности входят снаружи в контур, пересекая проводник

справа налево, а последнее эквивалентно движению проводника слева направо, что и приводит к предыдущему случаю.

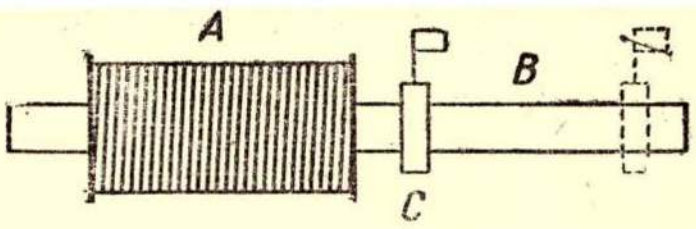


Рис. 10.5. Схема опыта для демонстрации закона Ленца.

Рассмотрение направлений индукционного тока, магнитного поля и движения проводника позволяет установить мнемоническое правило правой руки, весьма удобное для быстрого определения направления индукционного тока: *если расположить правую руку так, чтобы линии напряженности магнитного поля входили в ладонь, а отогнутый в плоскости ладони большой палец показывал направление движения проводника, то остальные четыре вытянутые в той же плоскости пальца покажут направление индукционного тока.*

Закон Ленца можно демонстрировать на следующем простом опыте. Катушка *A* из нескольких десятков витков, например первичная обмотка индукционной катушки Румкорфа, надевается на цилиндрический железный сердечник *B*, длина которого в 2—2,5 раза превышает длину обмотки (рис. 10.5). Поверхность сердечника хорошо полируется и на него надевается небольшое алюминиевое кольцо *C*. При замыкании тока в обмотке в алюминиевом кольце индуцируется ток противоположного направления, и кольцо, отталкиваясь от обмотки (по закону Ампера), отлетает на конец сердечника. При выключении тока в обмотке в кольце индуцируется ток того же направления, и кольцо, притягиваясь к обмотке, возвращается на прежнее место.

UNREGISTERED COPY OF SCANPAPYRUS

§ 123. Вихревые токи в проводниках

Рассмотрим движение сплошного проводника в магнитном поле, например качание массивного сплошного медного маятника между полюсами электромагнита (рис. 10.6). Так как сопротивление массивного проводника мало, то величина тока, индуцированного в таком проводнике, может быть весьма значительной. Токи, возникающие в местах наиболее интенсивного пересечения проводника линиями напряженности магнитного поля, замыкаются через соседние части проводника. Таким образом, в массе проводника образуются замкнутые линии токов, которые поэтому называются вихревыми токами или токами Фуко.

Появление вихревых токов сопровождается торможением проводника. Действительно, направление индуцированного тока определяется по правилу правой руки, но на каждый ток, движущийся в магнитном поле, действует амперова сила, направ-

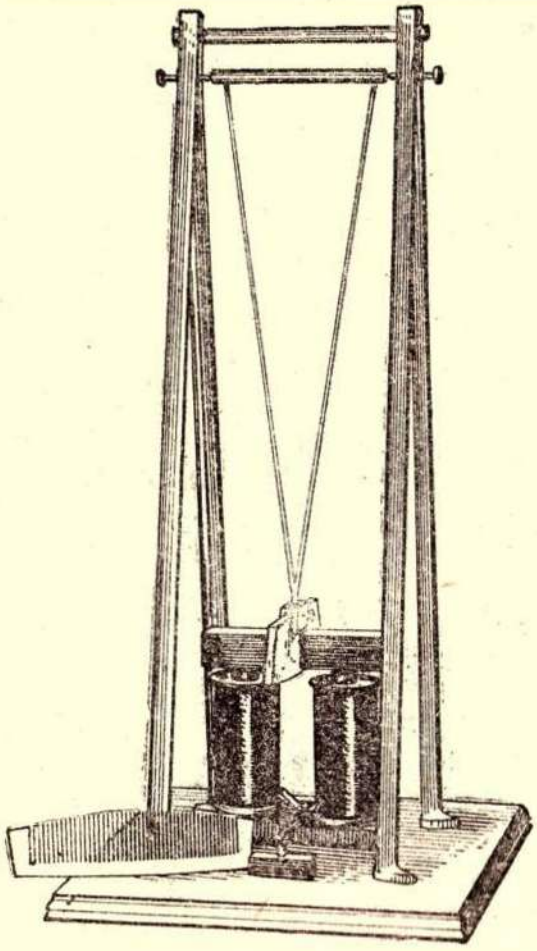


Рис. 10.6. Прибор для демонстраций тормозящего действия вихревых токов в массивных проводниках.

ление которой определяется правилом левой руки. Отсюда следует, что направление амперовой силы противоположно направлению движения проводника, т. е. амперова сила является в данном случае тормозящей силой. Так как индукционные вихревые токи в массивном проводнике могут достигнуть большой силы и индукция B также может быть весьма значительной, особенно если в качестве источника поля применен электромагнит, то тормозящая сила может быть столь большой, что проводник очень быстро останавливается.

Маятник в виде сплошного массивного медного сектора совершает колебания между полюсами невключенного электромагнита почти без затухания. При включении тока в обмотку электромагнита маятник тормозится вихревыми токами и останавливается почти мгновенно. Если медный сектор разрезать радиально через небольшое расстояние в один-два сантиметра, то вихревые токи ослабляются и торможение почти отсутствует.

UNREGISTERED COPY OF SCANPAPYRUS

Тот же эффект можно продемонстрировать на падении массивной монеты между полюсами электромагнита. При включении магнитного поля монета тормозится так сильно, что ее движение напоминает падение в очень вязкой жидкости.

Вихревые токи, помимо торможения, что в большинстве случаев нежелательно, вызывают еще значительные потери энергии на выделяющееся джоулево тепло. Для уменьшения этих явлений проводники, в которых могут возникнуть вихревые токи, делают не сплошными, а состоящими из отдельных изолированных один от другого тонких листов или проволок, расположенных поперек направления вихревых токов.

Не надо думать, что вихревые токи возникают только в массивных проводниках, они возникают в любом проводнике и тем интенсивнее, чем выше частота переменного тока или скорость изменения поля. Очевидно, вихревые токи возникают не только в движущихся, но и в неподвижных проводниках, на которые действуют изменяющиеся во времени магнитные поля.

Выше мы видели, что э. д. с. индукции возникает как в движущихся, так и в неподвижных проводниках, находящихся

в изменяющихся магнитных полях. Это полностью относится и к вихревым токам, являющимся такими же индуцированными токами, как и токи, рассмотренные в § 121.

Ниже, в главе XIV, мы узнаем, что всякое изменение магнитного поля вызывает появление изменяющегося электрического поля, а изменяющееся электрическое поле создает меняющееся магнитное поле, что описывается уравнениями Максвелла. Такие переменные электрические поля являются вихревыми, а не потенциальными. Линии вихревого электрического поля замкнуты, подобно линиям магнитного поля. Поэтому вихревые токи возникают и при изменении электрического поля, так как последнее сопровождается появлением меняющегося магнитного поля. Подробнее вихревые токи в быстроменяющихся полях рассмотрены в § 200 (поверхностный эффект в проводниках).

§ 124. Взаимная индукция и самоиндукция

Поместим два проводника на некотором расстоянии один от другого (рис. 10.7). В цепь первого проводника включим источник тока, в цепь второго — чувствительный гальванометр или другой индикатор тока. При замыкании цепи первого проводника во втором появится индуцированная э. д. с., существующая до тех пор, пока ток в первом проводнике не достигнет неизменного значения. По закону Фарадея, эта э. д. с. $\mathcal{E}_2$ пропорциональна скорости изменения магнитного потока Φ_1, созданного током в первом контуре и пронизывающего второй; величина потока Φ_1 пропорциональна току i_1 в первом контуре, т. е.

UNREGISTERED COPY OF SCANPAYRUS

$$\mathcal{E}_2 = -\frac{d\Phi_1}{dt} = -M_{1,2}\cdot\frac{di_1}{dt}, \qquad (124,1)$$

где $M_{1,2}$ — коэффициент пропорциональности, зависящий от геометрии контуров *1* и *2* и их взаимного расположения.

Если теперь поменять местами источник и индикатор тока, то э. д. с., индуцированная в первом контуре, будет равна:

$$\mathcal{E}_1 = -M_{2,1}\cdot\frac{di_2}{dt}. \qquad (124,2)$$

Легко показать, что коэффициент $M_{1,2}$ равен коэффициенту $M_{2,1}$, поэтому он называется коэффициентом взаим-

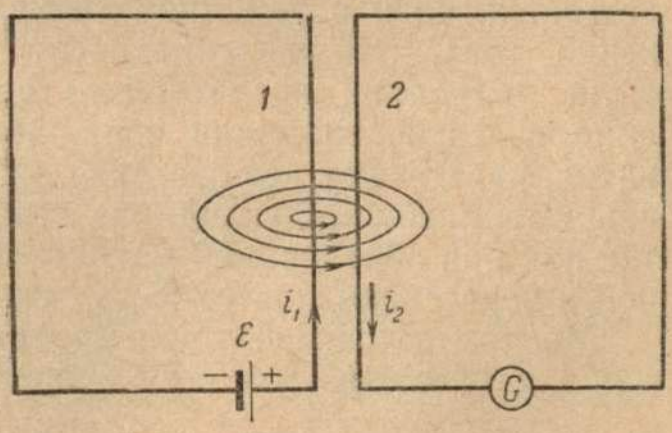


Рис. 10.7. К пояснению взаимной индукции двух контуров.

ной индукции. Действительно, вычислим работу сближения двух рассмотренных контуров из бесконечности до некоторого расстояния r, при котором поток Φ_1 от первого контура пронизывает второй, вызывая в нем э. д. с. $\mathcal{E}_2$. Совершенно безразлично, который из контуров покоится, а который движется, так как силы действия и противодействия равны. Пусть покоится первый контур, тогда работа сближения контуров по (117,3) $A = i_2(\Phi_1 - 0)$, где i_2 — ток во втором контуре, а Φ_1 — поток от первого контура, пронизывающий второй. Этот поток Φ_1 пропорционален току в первом контуре, на бесконечности Φ_1 равен нулю. Пусть теперь покоится второй контур, тогда та же работа $A = i_1(\Phi_2 - 0)$.

Следовательно,

$$i_1\Phi_2 = i_2\Phi_1. \tag{124,3}$$

Но потоки пропорциональны токам:

$$\Phi_2 = M_{1,2}i_2, \quad \Phi_1 = M_{2,1}i_1,$$

подставив полученное в (124,3), находим:

$$i_1M_{1,2}i_2 = i_2M_{2,1}i_1, \tag{124,4}$$

откуда

$$M_{1,2} = M_{2,1} \tag{124,5}$$

UNREGISTERED COPY OF SCANPAPYRUS

Коэффициент взаимной индукции измеряется в генри (*гн*). *Один генри — это взаимная индукция таких двух проводников, при которой в одном из них индуцируется э. д. с., равная одному вольту, если в другом ток равномерно изменяется на один ампер за одну секунду.*

Размерность M в системе СИ:

$$[M] = \frac{в \cdot сек}{а}. \tag{124,6}$$

Индуцированная э. д. с. возникает не только в соседних проводниках, но и в том проводнике, в котором происходит изменение тока. Это явление носит название самоиндукции. Если проводник представляет собой катушку, например цилиндрическую, то линии напряженности, окружающие каждый виток, пересекают все соседние, индуцируя в них э. д. с. Но даже в прямолинейном проводнике возникает э. д. с. самоиндукции, так как при образовании магнитного поля тока линии напряженности пересекают поверхность самого проводника.

Магнитный поток пропорционален току ($\Phi = Li$), поэтому для э. д. с. самоиндукции получаем:

$$\mathcal{E}_с = -\frac{d\Phi}{dt} = -L \cdot \frac{di}{dt}, \tag{124,7}$$

где L — коэффициент самоиндукции, или индуктивность проводника. Величина L, так же как и M, измеряется в генри.

Индуцированная э. д. с. при больших значениях M или L и быстром изменении тока может достигать большой величины.

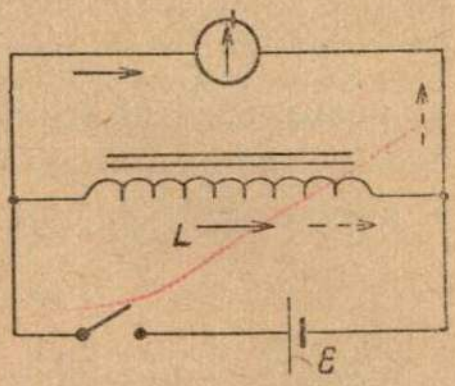


Рис. 10.8. Схема для демонстрации экстратоков самоиндукции.

Индуцированные в проводнике токи самоиндукции, часто называемые экстратоками, можно наблюдать, собрав следующую схему (рис. 10.8). Через катушку L из нескольких сотен витков, имеющую железный сердечник, пропускается ток от аккумулятора $\mathcal{E}$. Параллельно катушке присоединен гальванометр, с одной стороны стрелки гальванометра находится упор, не позволяющий стрелке отклоняться при протекании тока от аккумулятора. При замыкании цепи в катушке возникает индуцированная э. д. с. замыкания, направленная навстречу э. д. с. аккумулятора. Направление тока в катушке и гальванометре показано сплошной стрелкой. При размыкании цепи индуцирования э. д. с. поддерживает [illegible] так как ключ в цепи аккумулятора разомкнут, экстраток размыкания идет через гальванометр в противоположном направлении, указанном пунктирной стрелкой. Упор у стрелки гальванометра теперь не препятствует отклонению ее влево и мы можем наблюдать отброс, вызванный экстратоком размыкания.

UNREGISTERED COPY OF SCANPAPYRUS

Величину э. д. с. самоиндукции можно демонстрировать с помощью той же схемы, включив вместо гальванометра лампочку накаливания на 120 *в* с прямой нитью. Катушка индуктивности питается от аккумулятора на 6 *в*. При замкнутом ключе, когда через катушку течет постоянный ток, лампочка не горит, при размыкании ключа лампочка вспыхивает, так как при большой индуктивности катушки и быстром размыкании цепи э. д. с. самоиндукции может превышать 120 *в*.

Индуктивность L простейших контуров может быть рассчитана. Для более сложных контуров расчет обычно затруднителен и L определяют экспериментально, измерением в специальных измерительных схемах.

Рассчитаем индуктивность тороида или длинного соленоида, содержащего n витков на один сантиметр длины. Напряженность поля такого тороида

$$H = in,$$

индукция в нем

$$B = \mu_0 \mu i n$$

и пронизывающий его поток

$$\Phi_1 = \mu_0 \mu i n S.$$

Поток сцепления будет равен:

$$\Phi = N\Phi_1 = nl\Phi_1 = \mu_0 \mu i n^2 l S, \qquad (124,8)$$

а э. д. с. самоиндукции

$$\mathcal{E}_c = -\frac{d\Phi}{dt} = -\mu_0 \mu n^2 l S \frac{di}{dt}, \qquad (124,9)$$

считая при этом $\mu = \text{const}$.

С другой стороны,

$$\mathcal{E}_c = -L \cdot \frac{di}{dt}. \qquad (124,10)$$

Приравнивая (124,9) и (124,10) получим:

$$L = \mu_0 \mu n^2 l S. \qquad (124,11)$$

Полученная формула верна для однослойного тороида или очень длинного соленоида.

Формула (124,11) может служить определяющей размерность магнитной постоянной μ_0. Из (124,11) находим:

UNREGISTERED COPY OF SCANPAPYRUS

$$\mu_0 = \frac{L}{n^2 \mu l S} = \frac{L l}{\mu N^2 S}, \qquad (124,12)$$

а так как N и μ — безразмерные величины, то

$$[\mu_0] = \frac{гн \cdot м}{м^2} = \frac{гн}{м} = \frac{в \cdot сек}{а \cdot м}. \qquad (124,13)$$

Легко рассчитать коэффициент взаимной индукции двух тороидов или длинных соленоидов, наложенных один поверх другого. Поток, созданный током в одной катушке,

$$\Phi_1 = \mu_0 \mu n_1 i l S, \qquad (124,14)$$

а поток, сцепленный со второй катушкой,

$$\Phi_2 = \mu_0 \mu n_1 n_2 i l S.$$

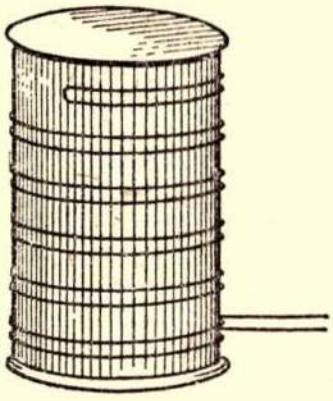


Рис. 10.9. Безындукционная бифилярная обмотка.

Отсюда э. д. с., индуцированная во второй катушке, будет равна:

$$\mathcal{E}_2 = -\frac{d\Phi_2}{dt} = -\mu_0 \mu n_1 n_2 l S \cdot \frac{di}{dt}, \qquad (124,15)$$

и, сравнивая с (124,1), получим:

$$M = \mu_0 \mu n_1 n_2 l S. \qquad (124,16)$$

Если сложить провод и намотать таким проводом катушку (рис. 10.9), то индуктивность ее практически будет равна нулю, такая обмотка называется бифилярной. Есть и другие способы намотки, при которых индуктивность и межвитковая емкость очень малы. Такие катушки применяются для изготовления сопротивлений, работающих в цепях высокой частоты и в импульсном режиме.

§ 125. Установление тока в цепи с индуктивностью и сопротивлением

Если в электрической цепи включена индуктивность, то в момент замыкания этой цепи на некоторый источник напряжения U возникает э. д. с. самоиндукции, направленная, согласно закону Ленца, навстречу приложенному напряжению и замедляющая нарастание тока в цепи. При размыкании цепи э. д. с. самоиндукции стремится поддержать ток в прежнем направлении, вследствие чего на размыкаемых контактах образуется искра или дуга. Следовательно, индуктивность L затягивает процесс установления или исчезновения тока в цепи. Она как бы играет роль электрической инерции.

Рассмотрим процесс установления тока в цепи, состоящей из индуктивности L [illegible] сопротивления R и источника напряжения U. Если бы индуктивность полностью отсутствовала, то при замыкании цепи в момент времени $t = t_0$ (рис. 10.10, *а*) ток мгновенно достигал бы величины, определяемой законом Ома $\left(i_0 = \frac{U}{R}\right)$. При наличии индуктивности, что фактически всегда имеет место, ток будет нарастать согласно уравнению (122,2), которое можно переписать так:

$$i = \frac{U - L \cdot \frac{di}{dt}}{R}, \quad (125,1)$$

UNREGISTERED COPY OF SCANPAPYRUS

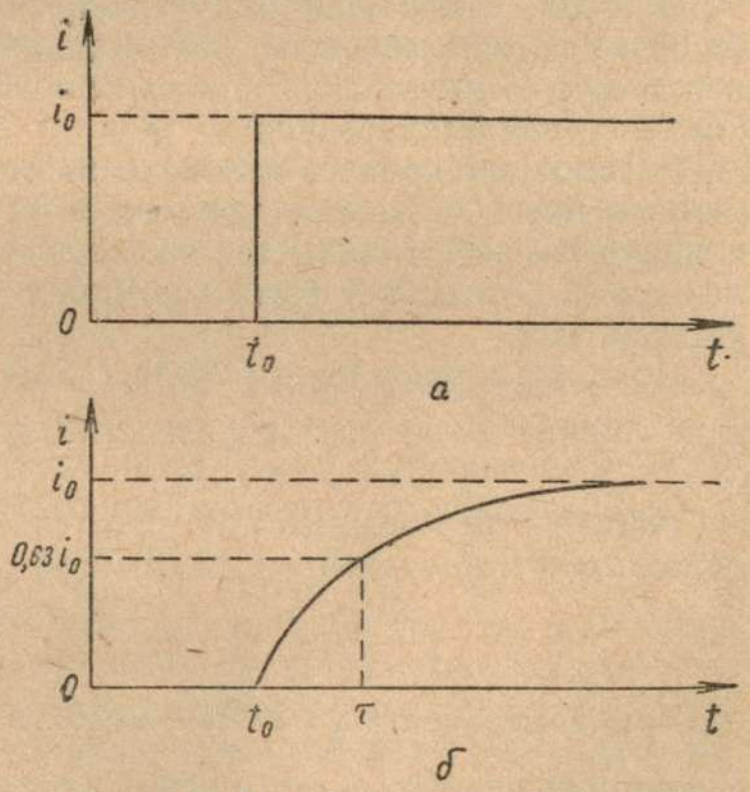


Рис. 10.10. Нарастание тока при замыкании цепи: *а* — без индуктивности; *б* — с индуктивностью.

так как действующее в цепи напряжение U уменьшается противодействующей э. д. с. самоиндукции. Уравнение (125,1) преобразуем к виду

$$i = \frac{U}{R} - \frac{L}{R} \cdot \frac{di}{dt} = i_0 - \frac{L}{R} \cdot \frac{di}{dt}. \qquad (125,2)$$

Разделяем переменные и интегрируем:

$$\int_0^i \frac{di}{i - i_0} = -\frac{R}{L} \int_0^t dt.$$

Полагая для упрощения $t_0 = 0$, окончательно получим:

$$i = i_0 \left(1 - e^{-\frac{R}{L} t}\right). \qquad (125,3)$$

Мы видим, что ток растет по экспоненциальному закону и, следовательно, достигает значения i_0 через время $t = \infty$. Практически же i будет отличаться от i_0 на очень малую величину уже через сравнительно небольшое время, определяемое отношением L к R, так называемой постоянной времени цепи или временем релаксации, обозначаемым через τ. Когда $t = \frac{L}{R}$, то показатель у e равен минус единице и $i = 0{,}63 i_0$. Следовательно, время релаксации τ — это время, в течение которого ток в цепи достигает значения 0,63 от максимального (рис. 10.10, *б*).

UNREGISTERED COPY OF SCANPAPYRUS

В цепях с большой индуктивностью, например в обмотках больших электромагнитов, время релаксации достигает нескольких минут, в импульсных цепях оно обычно не должно превосходить долей микросекунды.

Рассмотрим процесс выключения тока в цепи. Действующее напряжение U в момент времени $t = t_0$ мгновенно выключается, и индуктивность L остается замкнутой на проводник сопротивлением R. Это может быть достигнуто в схеме, подобной схеме рисунка 10.8.

Положив в уравнении (125,1) $U_0 = 0$, получим:

$$i = -\frac{L}{R} \cdot \frac{di}{dt}. \qquad (125,4)$$

Разделяя переменные и интегрируя от i_0 до i и от 0 до t (положив $t_0 = 0$), получим:

$$i = i_0 e^{-\frac{R}{L} t}. \qquad (125,5)$$

Время релаксации $\tau = \frac{L}{R}$ имеет то же значение, что и при замыкании цепи, т. е. это время, в течение которого ток уменьшается от i_0 до $0{,}37 i_0$. Процесс установления тока в цепи с сопротивлением и емкостью был рассмотрен в § 59.

§ 126. Измерение напряженности магнитного поля, индукции и разности магнитных потенциалов

Измерения напряженности магнитного поля, индукции и магнитного потока удобнее всего производить с помощью баллистического гальванометра, служащего для измерения количества электричества и рассмотренного в § 46. Баллистический гальванометр можно проградуировать в единицах магнитного потока — веберах. Действительно, так как $q = \frac{\Delta\Phi}{R}$, то, умножив баллистическую постоянную C, выраженную в кулонах на миллиметр, на сопротивление цепи в омах, получим баллистическую C_1, выраженную в веберах на миллиметр. С помощью катушки с двумя обмотками с известным коэффициентом M взаимной индукции обмоток постоянную C_1 можно определить из опыта.

Для измерения напряженности магнитного поля или индукции в вакууме в поле помещают небольшую измерительную катушку, состоящую из n витков одинаковой площади S, присоединенную к баллистическому гальванометру. Направление линий поля должно быть перпендикулярно к плоскости витков катушки. Поток, сцепленный с катушкой, равен $\mu_0 nSH$. Если быстро выдернуть катушку из поля, или повернуть ее на 90°, или, наконец, быстро удалить магнитное поле, то исчезающий поток вызовет в катушке появление индуцированного количества электричества, а баллистический гальванометр измерит или q, или, при наличии соответствующей градуировки, изменение потока $\Delta\Phi = \mu_0 nSH$, откуда вычисляется напряженность поля H.

UNREGISTERED COPY OF SCANPAPYRUS

Для измерения индукции в магнитной цепи, например остаточной индукции B_d магнита, измерительная катушка надевается на магнит, а затем быстро с него сдергивается. Измеренное баллистическим гальванометром изменение потока:

$$\Delta\Phi = B_d S n. \qquad (126,1)$$

Для измерения индукции в замкнутой цепи, например индукции тороида, удобнее всего производить перемагничивание ферромагнетика, изменяя направление тока на противоположное. Тогда поток, измеренный баллистическим гальванометром:

$$\Delta\Phi = 2BSn. \qquad (126,2)$$

Баллистический гальванометр можно применять, если изменение магнитного потока происходит достаточно быстро, так как из теории баллистического гальванометра следует, что его первое отклонение пропорционально протекшему через него количеству электричества лишь в том случае, если время протекания заряда значительно меньше периода колебаний подвижной системы гальванометра. Если это условие нельзя выполнить,

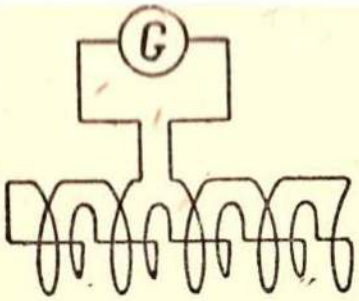


Рис. 10.11. Схема пояса Роговского.

то лучше пользоваться не баллистическим гальванометром, а флюксметром, отличающимся от баллистического гальванометра тем, что противодействующий отклонению момент подвижной системы прибора исчезающе мал, поэтому стрелка прибора находится в равновесии в любом положении. Отброс стрелки пропорционален изменению потока $\Delta\Phi$ и не зависит от времени этого изменения.

Для измерения магнитного напряжения вдоль какого-либо контура или разности магнитных потенциалов применяется так называемый пояс Роговского. Это — длинная двухслойная катушка, которую можно намотать на поясном ремне. Намотка начинается на середине, ведется до конца катушки, затем до противоположного конца и заканчивается на середине. Концы обмотки присоединяются к баллистическому гальванометру. Такую обмотку можно рассматривать как комбинацию круговых витков, направленных в одну сторону, и прямолинейных отрезков (рис. 10.11), направления токов в которых в первом и втором слоях противоположны. Магнитный поток, пронизывающий сечение катушки на длине l,

$$\Phi = \int_l \mu_0 H_l S n dl, \qquad (126,3)$$

где H_l — проекция вектора напряженности магнитного поля на элемент длины катушки dl. Интеграл $\mu_0 H dl$ равен разности магнитных потенциалов между концами катушки (см. § 114) вдоль контура, по которому расположен пояс Роговского. Тогда

$$\mu_0 S n \int_l H_l dl = A U_м, \qquad (126,4)$$

где $U_м$ — разность магнитных потенциалов, а $A = Sn$ — константа прибора. Если концы пояса сомкнуть, то при отсутствии тока в охватываемом поясом пространстве $U_м$ равно нулю. Если пояс охватывает ток, то по § 114 интеграл по замкнутому пути в вихревом поле равен i; если же пояс n раз охватывает ток, то и разность магнитных потенциалов будет в n раз больше, соответственно возрастет и отброс гальванометра.

§ 127. Энергия магнитного поля тока

При протекании установившегося тока в цепи даже с большой индуктивностью энергия источника тока с э. д. с. $\mathcal{E}$ переходит только в джоулево тепло.

Работа за время dt равна:

$$\mathcal{E} i dt = i^2 R dt, \qquad (127,1)$$

где R — сопротивление всей цепи.

UNREGISTERED COPY OF SCANPAPYRUS

Если же ток увеличивается или уменьшается, то работа источника тока будет соответственно больше или меньше.

Из закона Ома для цепи с индуктивностью при установлении тока (122,2) имеем:

$$i = \frac{\mathcal{E} - L \cdot \frac{di}{dt}}{R}.$$

Умножив обе части на $iRdt$, получим:

$$i^2Rdt = \mathcal{E}idt - Lidi, \qquad (127,2)$$

т. е. работа источника тока больше, чем в случае постоянного тока, на величину $Lidi$. Пусть за время t ток увеличился от 0 до i, тогда, проинтегрировав последний член (172,2), получим избыточную работу, совершенную источником тока:

$$A = \frac{Li^2}{2}. \qquad (127,3)$$

Это работа образования магнитного поля тока. При включении тока магнитное поле исчезает и запасенная в нем энергия $W=A$ возвращается в цепь, проявляясь в виде энергии экстратоков, дающих искру, дугу и т. д. Если сравнить формулу (127,3) с формулой кинетической энергии $\frac{mv^2}{2}$, то можно заключить, что индуктивность L играет такую же роль, как масса в механике, т. е. *индуктивность является мерой инертности электрической цепи.*

UNREGISTERED COPY OF SCANPAPYRUS

§ 128. Плотность энергии магнитного поля

Из рассмотренных выше опытов нельзя заключить, где локализована энергия поля тока: в окружающем пространстве или в самом проводнике. Однако опыты с электромагнитными волнами, которые будут рассмотрены в главе XIV, доказывают, что энергия магнитного поля локализована в окружающем проводник пространстве. Величину этой энергии можно вычислить на основании следующих соображений. Индуктивность тороидальной катушки:

$$L = \frac{\mu_0 \mu N^2 S}{l}. \qquad (128,1)$$

Подставив это в (127,3), получим:

$$W = A = \frac{1}{2} \cdot \frac{\mu_0 \mu N^2 S i^2}{l}, \qquad (128,2)$$

но так как напряженность поля в тороиде:

$$H = \frac{iN}{l}, \quad \text{то} \quad W = \frac{\mu_0 \mu H^2}{2} V, \qquad (128,3)$$

где $V=Sl$ — объем тороида.

Разделив (128,3) на объем V, получим объемную плотность энергии магнитного поля:

$$w = \frac{\mu_0 \mu H^2}{2}. \qquad (128,4)$$

Энергия неоднородного магнитного поля может быть найдена, если разбить весь объем рассматриваемого магнитного поля на бесконечно малые объемы, в которых поле можно считать однородным, и проинтегрировать по всему объему. Тогда энергия

$$W = \frac{1}{2} \int_V \mu_0 \mu H^2 dV. \qquad (128,5)$$

§ 129. Взаимная энергия двух токов

Рассмотрим два контура с током, например две тороидальные катушки, намотанные одна поверх другой. Если ток в первой катушке i_1, а цепь второй катушки разомкнута, то для создания магнитного поля первой катушки требуется энергия $\frac{L_1 i_1^2}{2}$. Если, наоборот, оставить цепь первой катушки разомкнутой, а во второй создать ток i_2, то энергия поля второй катушки будет $\frac{L_2 i_2^2}{2}$. Если же токи протекают одновременно в обеих катушках, то полная энергия магнитного поля токов не будет равна сумме энергий полей изолированных катушек. В результате взаимодействия токов в катушках потребуется некоторая дополнительная энергия для создания магнитного поля. Напряженность результирующего поля, созданная токами в двух тороидальных катушках, будет равна:

UNREGISTERED COPY OF SCANPAPYRUS

$$H = H_1 \pm H_2 = \frac{1}{l}(N_1 i_1 \pm N_2 i_2), \qquad (129,1)$$

и полная энергия, заключенная в объеме тороидов,

$$W = \frac{\mu_0 \mu H^2}{2} Sl = \frac{\mu_0 \mu S}{2l}\left(N_1^2 i_1^2 + N_2^2 i_2^2 \pm 2 N_1 N_2 i_1 i_2\right). \qquad (129,2)$$

Учтя формулу (124,11) для индуктивности тороида и формулу (124,13) для взаимной индукции двух коаксиальных тороидов, получим:

$$W = \frac{1}{2} L_1 i_1^2 + \frac{1}{2} L_2 i_2^2 \pm M_{1,2} i_1 i_2. \qquad (129,3)$$

Дополнительный член $M_{1,2} i_1 i_2$ называется взаимной энергией двух токов и представляет собой энергию одного из токов, находящегося в магнитном поле другого тока.

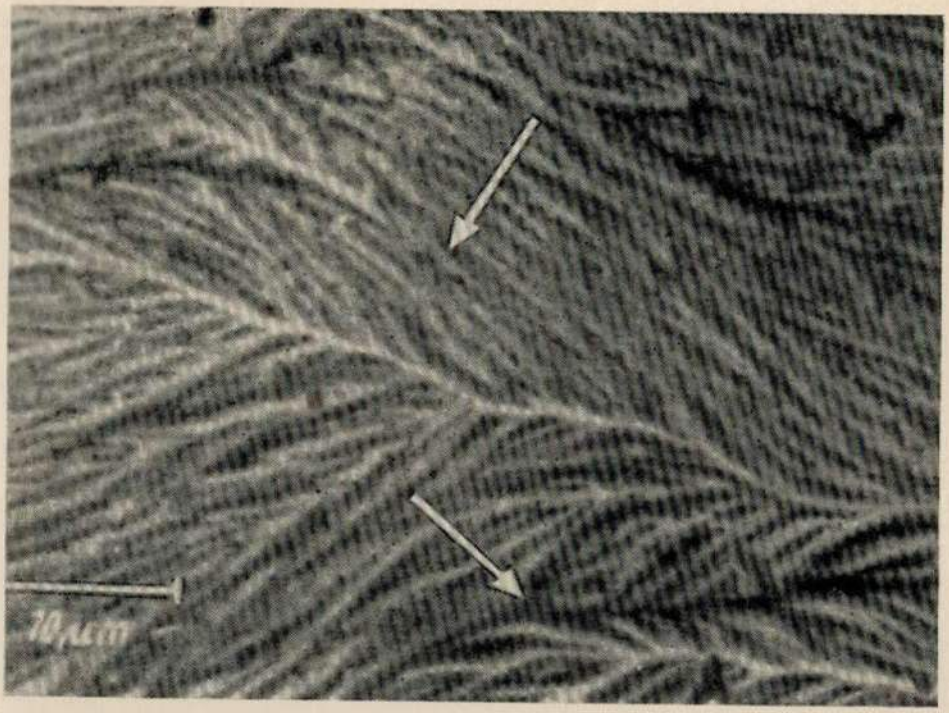


Рис. 1. Электронномикроскопическая фотография магнитной структуры тонкой железоникелевой пленки.

UNREGISTERED COPY OF SCANPAPYRUS

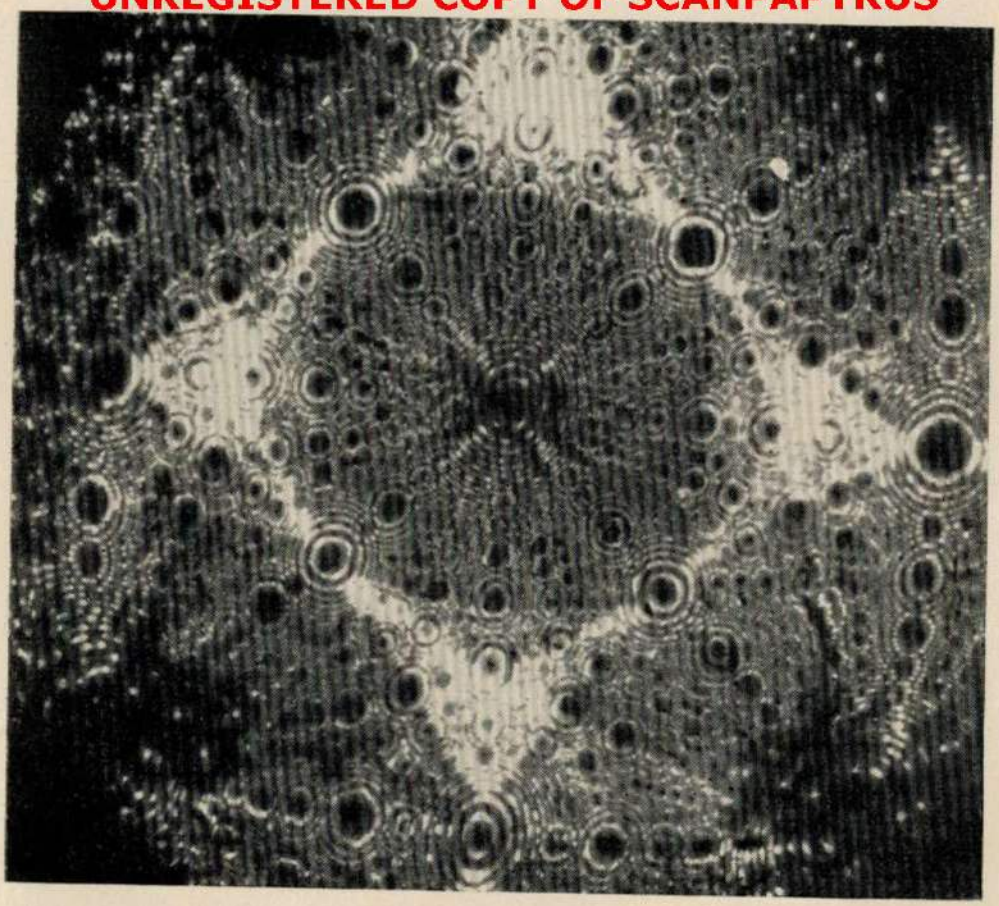


Рис. 2. Электронномикроскопический снимок вольфрамового острия.

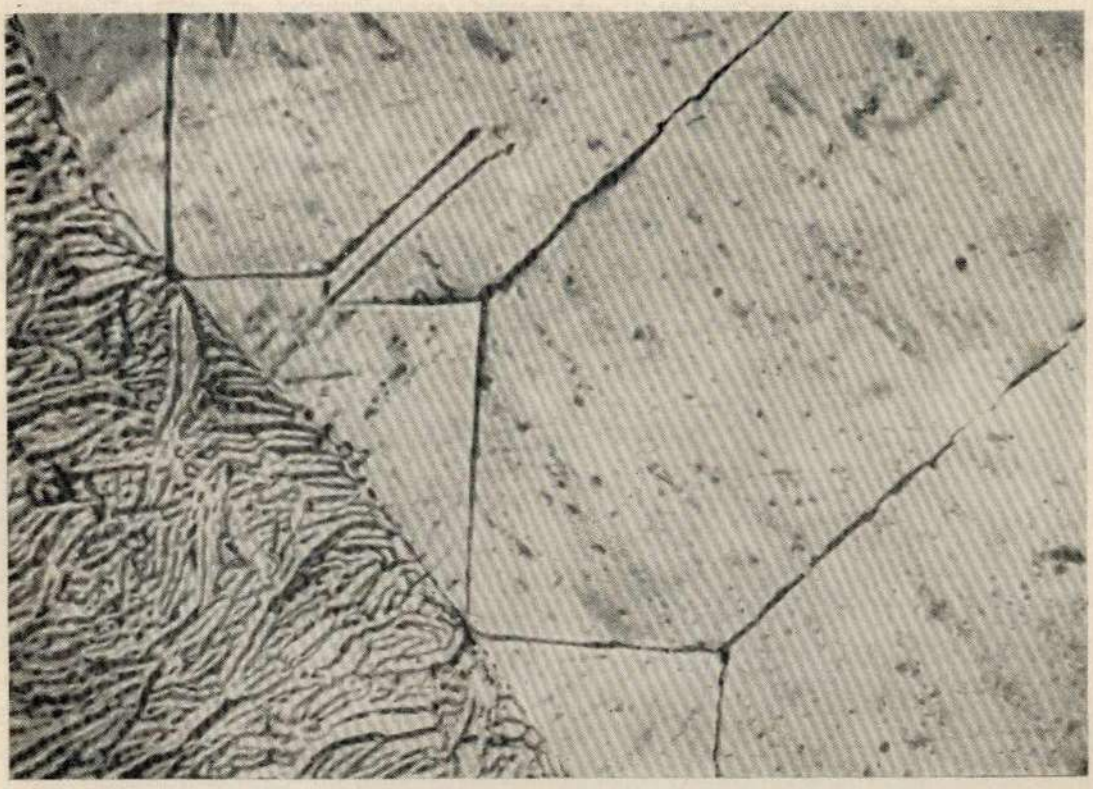


Рис. 3. Доменная структура (фигуры Акулова — Биттера).

UNREGISTERED COPY OF SCANPAPYRUS

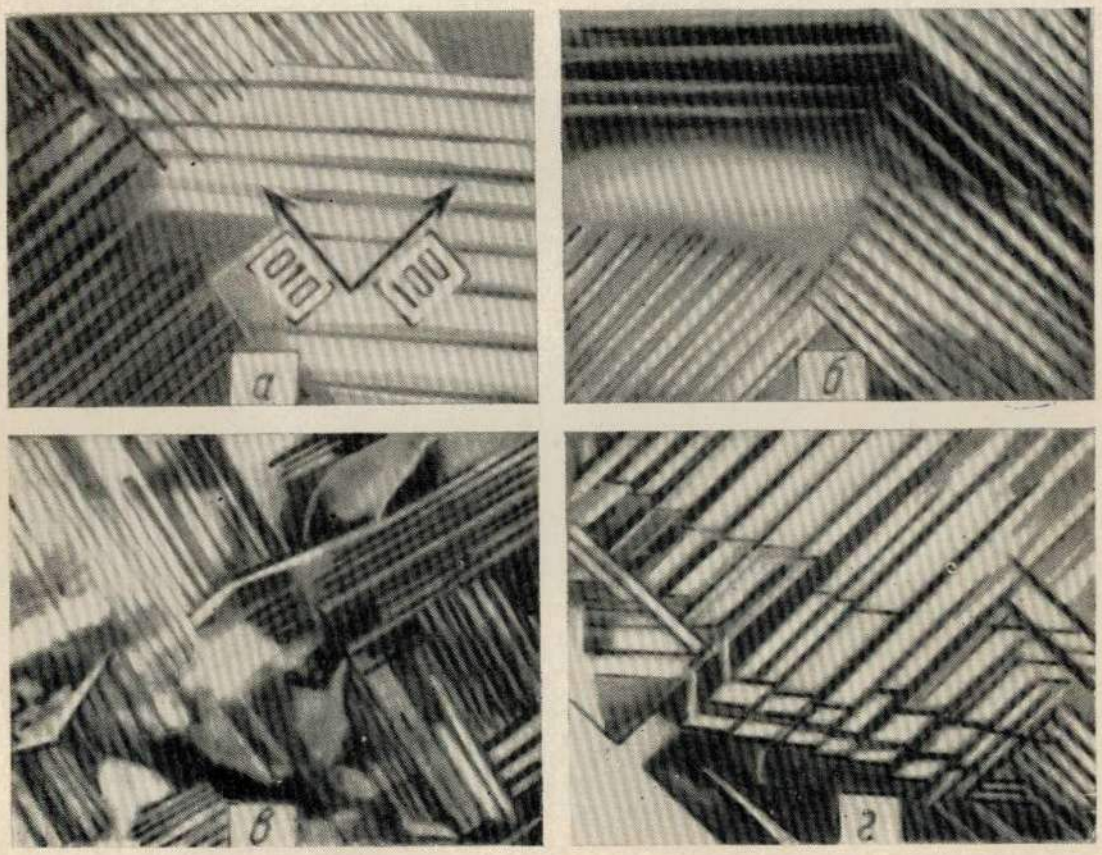


Рис. 4. Доменная структура антиферромагнетика.

ПРИРОДА МАГНИТНЫХ ЯВЛЕНИЙ

§ 130. Диамагнетизм, магнитный и механический моменты электрона

В § 115 введено деление магнетиков по значениям магнитной проницаемости μ или восприимчивости $\varkappa$ на диамагнетики, парамагнетики и ферромагнетики.

Магнетиками являются все вещества в природе. Рассмотрим процессы в атомах, молекулах и кристаллах, которые определяют принадлежность вещества к одной из трех групп магнетиков. Как мы уже видели в том же § 115, магнитный момент атома или молекулы равен геометрической сумме орбитальных и спиновых моментов всех электронов.

Ядерными магнитными моментами мы пока можем пренебречь, так как они значительно меньше орбитальных и спиновых. Для результирующего магнитного момента атома или молекулы (будем в дальнейшем для краткости говорить только об атомном моменте) возможны два случая: момент или равен нулю, или отличен от нуля.

UNREGISTERED COPY OF SCANPAPYRUS

Если $P_a = 0$, то вещество диамагнитно, если $P_a \neq 0$, вещество парамагнитно. К диамагнетикам относятся Cu, Bi, Sb, Ag, Au, Pb, I, C, Hg, Si, Zn, S, H_2O, N_2, CO_2, а также благородные газы и большинство органических соединений.

Согласно элементарной теории строения атома Бора, электронные орбиты атома можно считать окружностями. Электрон, вращающийся по одной из таких орбит с частотой ν, эквивалентен круговому току

$$i = e\nu. \tag{130,1}$$

Магнитный момент этого тока равен:

$$P_{\text{орб}} = \mu_0 iS = \mu_0 e\nu S. \tag{130,2}$$

Согласно теории Бора, механический момент количества движения электрона по орбите

$$N_{\text{орб}} = n \cdot \frac{h}{2\pi}, \tag{130,3}$$

где $n = 1, 2, 3$ и т. д., h — постоянная Планка, равная

$6{,}62 \cdot 10^{-34}$ *дж · сек* или $6{,}62 \cdot 10^{-27}$ *эрг · сек*. Рассматривая электрон как материальную точку массы m, можно написать:

$$N_{орб} = I\omega = mr^2 \cdot 2\pi\nu = 2m\nu S, \qquad (130{,}4)$$

где $\omega = 2\pi\nu$, а $I = mr^2$ — момент инерции электрона на круговой орбите.

Приравнивая (130,3) и (130,4), имеем:

$$S = \frac{hn}{4\pi m\nu}. \qquad (130{,}5)$$

Подставив значение площади S в (130,2), получим:

$$P_{орб} = \frac{\mu_0 e}{2m} \cdot \frac{nh}{2\pi}. \qquad (130{,}6)$$

При движении электрона по первой орбите ($n = 1$) магнитный момент атома с одим электроном

$$P_{орб} = \frac{\mu_0 e}{2m} \cdot \frac{h}{2\pi} = \frac{\mu_0 e}{2m}\hbar \qquad (130{,}7)$$

имеет наименьшее возможное значение, называемое магнетоном Бора. Это элементарный магнитный момент $P_Б$. Величину $\frac{h}{2\pi}$ в атомной физике принято обозначать $\hbar$, ее числовое значение $1{,}054 \cdot 10^{-34}$ *дж · сек*. Числовое значение магнетона Бора $P_Б = 9{,}273 \cdot 10^{-21}$ СГСМ или $1{,}175 \cdot 10^{-29}$ *вб · м* в системе СИ.

UNREGISTERED COPY OF SCANPAPYRUS

На рисунке 11.1 показаны направления векторов P и N. То, что P направлен противоположно N, объясняется отрицательным знаком заряда электрона; направление тока противоположно направлению движения электрона.

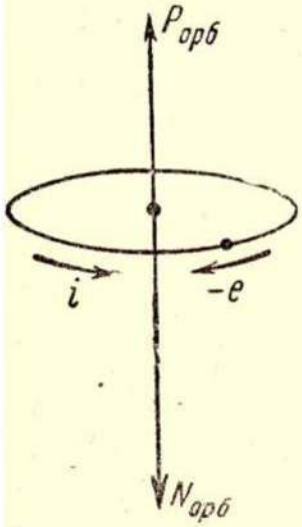


Рис. 11.1. Магнитный P и механический N орбитальные моменты электрона в атоме.

Найдем отношение

$$\frac{P_{орб}}{N_{орб}} = \frac{\mu_0 e}{2m}. \qquad (130{,}8)$$

Оно одинаково для любой электронной орбиты.

Кроме орбитального движения, электрон обладает еще и осевым вращением, так называемым спином, которому присущи как магнитный, так и механический моменты. Но отношение этих моментов иное, чем для орбитальных.

Отношение спиновых моментов можно определить из так называемых гиромагнитных опытов. Дело в том, что если предположить наличие вращательного движения электрона вокруг своей оси, то он является гироскопом, обладающим всеми гироскопическими свойствами.

При вращении тела, в особенности ферромагнитного, электроны-гироскопы стремятся расположиться так, чтобы их моменты были параллельны моменту всего тела.

С. Барнеттом был произведен следующий опыт: железный цилиндрик приводился в быстрое вращение, тогда независимо от ориентации цилиндра в магнитном поле Земли на том конце, где вращение происходило по часовой стрелке, возникал северный полюс. Это соответствует вращению отрицательных зарядов.

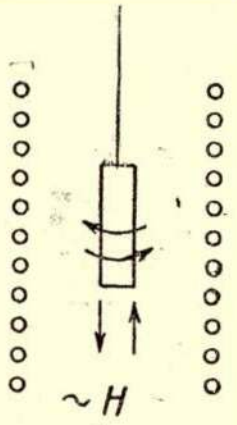


Рис. 11.2. Схема опыта Эйнштейна и де Гааза.

Но опыт Барнетта еще не дает возможности решить, спиновые или орбитальные моменты вызывают намагничивание железа при вращении. Ответ на этот вопрос дает опыт Эйнштейна и де Гааза, который заключался в следующем: железный цилиндрик (рис. 11.2) подвешивался на тонкой нити по оси соленоида, питаемого переменным током. При совпадении частоты переменного тока с собственной частотой вращательных колебаний цилиндрика наступает резонанс и амплитуда закручивания цилиндрика достигает значительной величины.

Причиной возникновения таких колебаний является перемагничивание цилиндрика. При наложении магнитного поля магнитные моменты элементарных носителей магнетизма поворачиваются параллельно полю. При этом поворачиваются и векторы механических моментов N, образующие некоторый результирующий момент $N_{рез}$. Поскольку подвешенный цилиндрик является изолированной системой, то, по закону сохранения момента количества движения, общий момент количества движения системы не может меняться. Поэтому при появлении результирующего момента электронов должен возникнуть равный и противоположный вращающий момент цилиндрика, который и вызывает закручивание нити подвеса.

UNREGISTERED COPY OF SCANPAPYRUS

При изменении направления поля меняются направления обоих моментов и цилиндрик поворачивается в противоположную сторону. По углу закручивания, зная противодействующий момент подвеса, можно определить вращающий момент цилиндрика, равный сумме моментов электронов.

По намагничиванию цилиндрика можно найти суммарный магнитный момент электронов. Отношение их должно дать величину $\frac{\mu_0 e}{2m}$, если намагничивание вызывается поворотом орбит электронов. Однако отношение P к N оказалось вдвое больше ожидаемого. Это было объяснено тем, что в железе магнитные явления вызываются не орбитальным, а спиновым движением электронов, для которых магнитный спиновой момент равен одному магнетону Бора, а механический спиновой момент вдвое

меньше механического орбитального момента на первой орбите. Следовательно,

$$P_{\text{спин}} = P_{\text{Б}} = \frac{\mu_0 e}{2m}\hbar; \quad N_{\text{спин}} = \frac{1}{2}\hbar. \tag{130,9}$$

Отношение

$$\frac{P_{\text{спин}}}{N_{\text{спин}}} = \frac{\mu_0 e}{m}. \tag{130,10}$$

В настоящее время спин электрона не понимают буквально как механическое вращение. Это более сложное понятие, рассматриваемое в квантовой механике.

Отношение магнитного момента к механическому называется гиромагнитным отношением. Для электронных орбитальных моментов это отношение выражено формулой (130,8) $\frac{P_{\text{орб}}}{N_{\text{орб}}} = -\frac{\mu_0 e}{2m}$ (знак минус пишем, чтобы указать на противоположность направлений магнитного и механического моментов). Для спиновых моментов это отношение выражается формулой (130,10):

$$\frac{P_{\text{спин}}}{N_{\text{спин}}} = -\frac{\mu_0 e}{m}.$$

Удобнее гиромагнитное отношение представлять в виде произведения величин

UNREGISTERED COPY OF SCANPAPYRUS

$$g \cdot \frac{\mu_0 e}{2m}, \tag{130,11}$$

где g — так называемый фактор Ланде (или просто g-фактор), значение его для чисто орбитальных моментов равно единице, для чисто спиновых моментов — двум, в случае наличия так называемого спин-орбитального взаимодействия g несколько отличается от двух.

§ 131. Теория диамагнетизма Ланжевена

При движении электрона на круговой орбите вокруг ядра атома центростремительная сила создается кулоновским притяжением электрона к ядру. Эта сила

$$F = m\omega^2 r. \tag{131,1}$$

Рассмотрим изменение этой силы под влиянием магнитного поля, направленного перпендикулярно к плоскости орбиты (рис. 11.3). Если поле направлено от наблюдателя перпендикулярно к чертежу, то сила Лоренца f, действующая на электрон, движущийся против часовой стрелки, направлена против центростремительной силы.

Сила Лоренца

$$f = \mu_0 Hev = \mu_0 Her\omega \qquad (131,2)$$

вызывает изменение угловой скорости электрона на величину $\Delta\omega$. Тогда уравнение движения электрона в магнитном поле:

$$mr(\omega + \Delta\omega)^2 = F - \mu_0 Her\omega. \qquad (131,3)$$

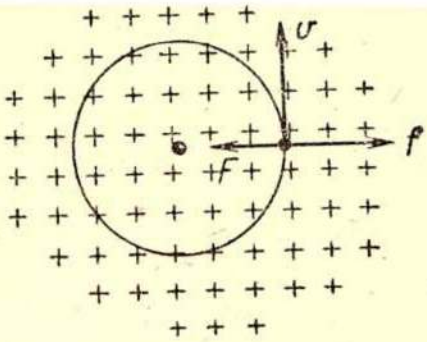


Рис. 11.3. К теории диамагнетизма Ланжевена.

Раскрывая скобки, вычитая из (131,3) уравнение (131,1) и пренебрегая членом, содержащим $\Delta\omega^2$ ввиду его малости, получим:

$$\Delta\omega = -\frac{e\mu_0 H}{2m} = -\frac{eB}{2m}. \qquad (131,4)$$

Следовательно, электрон тормозится, его скорость уменьшается. При противоположном направлении поля или противоположном направлении движения электрона скорость последнего будет возрастать.

Абсолютная величина орбитального момента электрона равна

$$|P| = \mu_0 e\nu S = \mu_0 \nu e\pi r^2 = \frac{\mu_0 e\omega r^2}{2}. \qquad (131,5)$$

UNREGISTERED COPY OF SCANPAPYRUS

Величина момента P положительна, если его направление совпадает с направлением поля, но его изменение

$$\Delta P = \frac{\mu_0 e\Delta\omega r^2}{2} = -\frac{\mu_0 e^2 r^2 B}{4m} \qquad (131,6)$$

приводит к уменьшению P. Иными словами, при наложении магнитного поля возникает противоположный полю момент ΔP, что дает намагничивание в направлении, обратном полю. Это и есть диамагнитный эффект, присущий всем атомам.

Если магнитный момент атома был равен нулю, то имеем чистый диамагнитный эффект. Если магнитный момент атома не равнялся нулю, т. е. вещество парамагнитно, то при этом имеет место возникновение противоположного полю момента ΔP, но оно дает лишь уменьшение основного парамагнитного момента и вещество остается парамагнитным.

Мы рассмотрели случай поля, перпендикулярного плоскости электронной орбиты, но в большинстве случаев поле направлено под углом к плоскости орбиты. В этом случае вектор магнитного момента начинает прецессировать вокруг направления поля, подобно тому как вектор момента количества движения гироскопа прецессирует вокруг направления действующей под углом силы. Такая прецессия вокруг направления поля называется ларморовской прецессией. Найдем угловую

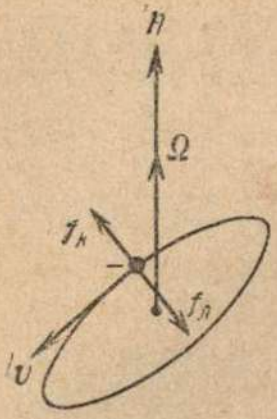


Рис. 11.4. Прецессия электронной орбиты вокруг направления магнитного поля.

скорость этой прецессии. При отсутствии магнитного поля на электрон действует сила притяжения к ядру, равная центростремительной силе (131,1). Включим поле напряженностью H и перейдем к вращающейся с угловой скоростью Ω системе координат. Направление вращения выберем таким образом, чтобы вектор Ω был параллелен напряженности поля H. В этой неинерциальной системе отсчета на электрон будут действовать следующие силы: сила Лоренца

$$f_л = e[\vec{v}\,\vec{B}],$$

кориолисова сила инерции

$$f_к = 2m[\vec{v}\,\vec{\Omega}]$$

и центробежная сила инерции

$$f_{цб} = m\Omega^2 r.$$

Последней силой ввиду малости Ω можно пренебречь.

На рисунке 11.4 орбита электрона произвольно расположена относительно направления поля H, v — скорость движения электрона по орбите. Как видим, направление силы Лоренца и кориолисовой силы противоположно, и легко видеть, что их можно сделать равными, подобрав соответствующим образом величину Ω:

UNREGISTERED COPY OF SCANPAPYRUS

$$evB\sin(\widehat{vB}) + 2mv\Omega\sin(\widehat{v\Omega}) = 0. \qquad (131,7)$$

Учитывая, что $\sin(\widehat{vB}) = \sin(\widehat{v\Omega})$, найдем

$$\Omega = -\frac{eB}{2m}. \qquad (131,8)$$

Остается лишь обычная центростремительная сила (131,1). Следовательно, уравнение движения электрона не изменилось, но электронная орбита равномерно вращается (прецессирует) вокруг направления магнитного поля H, создавая дополнительный магнитный момент, направленный против поля.

Формула (131,6) выражает диамагнитный момент атома с одним электроном. При наличии в атоме Z электронов диамагнитный момент, по Ланжевену, рассчитывается так:

$$\Delta P = -\frac{\mu_0 Z e^2 \overline{r^2} B}{6m}, \qquad (131,9)$$

где $\overline{r^2}$ — усредненное значение квадрата радиуса электронных орбит.

В одном кубическом сантиметре вещества находится $\frac{N}{A}\rho$ атомов, где N — число Авогадро, A — атомный вес, а ρ — плотность. Тогда диамагнитный момент одного кубического сантиметра вещества будет:

$$\Delta P' = \frac{N}{A}\rho\Delta P = -\frac{\mu_0 N Z e^2 \bar{r}^2}{6Am}\rho B. \qquad (131,10)$$

Диамагнитная восприимчивость единицы объема вещества $\varkappa$ по определению есть отношение диамагнитного момента $\Delta P'$ или намагниченности I к напряженности поля H и равна:

$$\varkappa = \frac{\Delta P'}{\mu_0 H} = -\frac{\mu_0 N Z e^2 \bar{r}^2}{6Am}\rho. \qquad (131,11)$$

Часто рассматривается атомная восприимчивость — восприимчивость одного грамм-атома вещества. Она получается путем умножения (131,11) на атомный вес A и делением на ρ. Обозначив грамм-атомную восприимчивость через χ_a, получим:

$$\chi_a = -\frac{\mu_0 N Z e^2 \bar{r}^2}{6m} = -\varkappa \cdot \frac{A}{\rho} = -\varkappa V_a, \qquad (131,12)$$

UNREGISTERED COPY OF SCANPAPYRUS

где V_a — объем одного грамм-атома вещества.

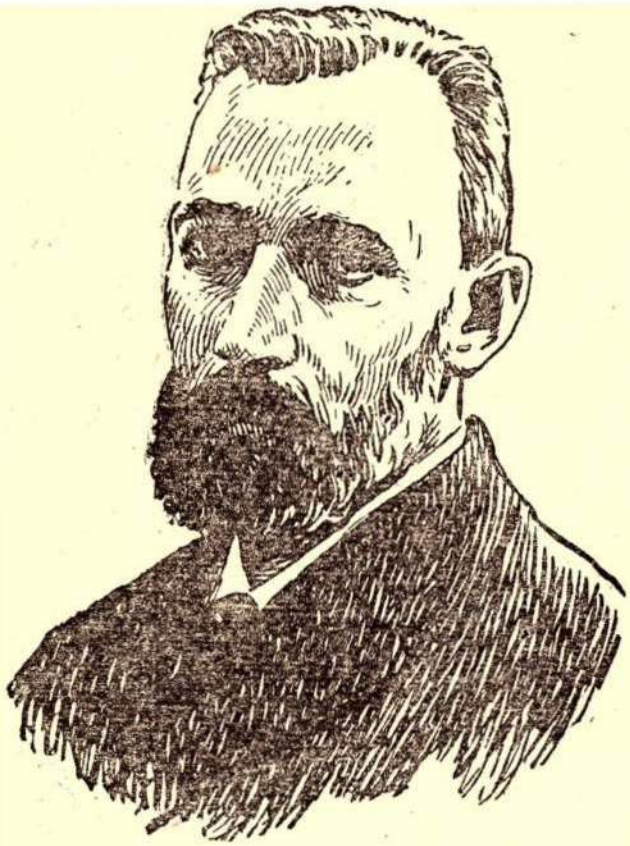
Как следует из формулы (131,11), диамагнитная восприимчивость не зависит от температуры. Исключение составляют висмут, сурьма и некоторые другие вещества.

При малых и средних значениях напряженности поля H восприимчивость также не зависит от H.

§ 132. Парамагнетизм

Если в отсутствие магнитного поля магнитный момент атома отличен от нуля, то мы имеем парамагнитное вещество. Наложение магнитного поля стремится ориентировать магнитные моменты атомов в направлении поля. Тепловое движение препятствует этой ориентировке, поэтому при повышении температуры парамагнитная восприимчивость уменьшается. П. Ланжевеном была создана теория парамагнетизма. Согласно Ланжевену, среднее значение P_H проекции магнитного момента атома P_a на направлении магнитного поля H, действующего на атом, равно:

$$P_H = \frac{P_a^2 H}{3kT}. \qquad (132,1)$$



Кюри, Пьер (1859—1906)

Если n_0 — число атомов в единице объема, то намагниченность (магнитный момент единицы объема) равна:

$$I = n_0 P_H = \frac{n_0 P_a^2 H}{3kT}, \quad (132,2)$$

а восприимчивость

$$\varkappa = \frac{I}{\mu_0 H} = \frac{n_0 P_a^2}{\mu_0 \cdot 3kT} = \frac{C}{T}. \quad (132,3)$$

Это закон Кюри.

Зависимость намагниченности диамагнетика и парамагнетика от напряженности поля представлена на рисунке 11.5. Парамагнитны Cr, Mn, Sn, Pt и другие так называемые переходные элементы 8-й группы периодической системы Менделеева, редкоземельные элементы, щелочные металлы Na, K, [illegible] Al, [illegible] кислород, воздух и т. д.

UNREGISTERED COPY OF SCANPAPYRUS

Если откладывать на одной оси восприимчивость парамагнетика $\varkappa$, а на другой $\frac{1}{T}$, то получится прямая линия, но у ряда парамагнетиков эта прямая проходит не через начало координат, следовательно, вместо закона Кюри $\varkappa = \frac{C}{T}$ восприимчивость этих парамагнетиков подчиняется другому закону — закону Кюри—Вейсса:

$$\varkappa = \frac{C}{T - \theta_п}, \quad (132,4)$$

где $\theta_п$ — так называемая парамагнитная точка Кюри. Этому закону подчиняются и ферромагнетики выше ферромагнитной точки Кюри.

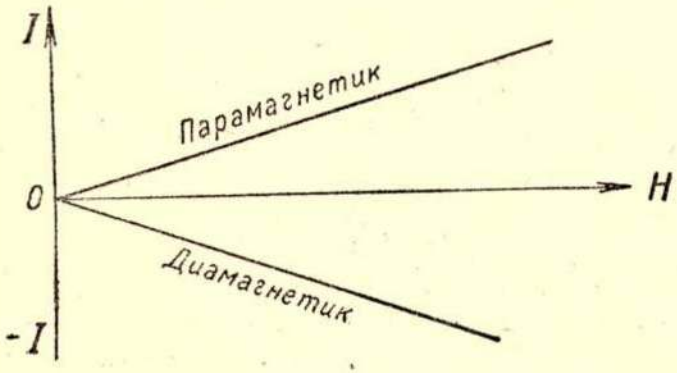


Рис. 11.5. Изменение намагниченности парамагнетика и диамагнетика при изменении напряженности поля.

§ 133. Ферромагнетики. Общие свойства

Из элементов периодической системы Менделеева ферромагнитными свойствами обладают Fe, Co, Ni, Gd, Dy, Er, Ho, Tu, Tb (последние пять ферромагнитны лишь при очень низких температурах). Кроме того, ферромагнитны некоторые сплавы из неферромагнитных компонентов, например некоторые сплавы на основе Mn и Cr. Все эти вещества ферромагнитны лишь ниже некоторой температуры, называемой точкой Кюри.

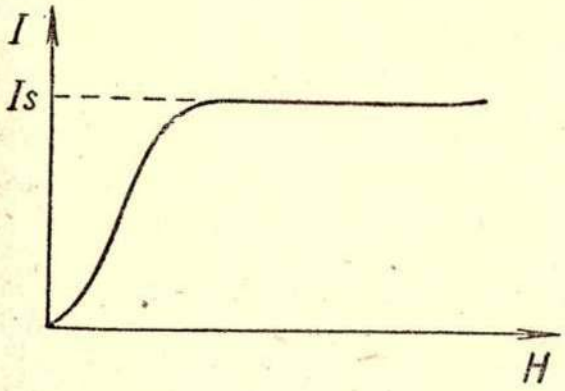


Рис. 11.6. Зависимость намагниченности ферромагнетика от напряженности поля.

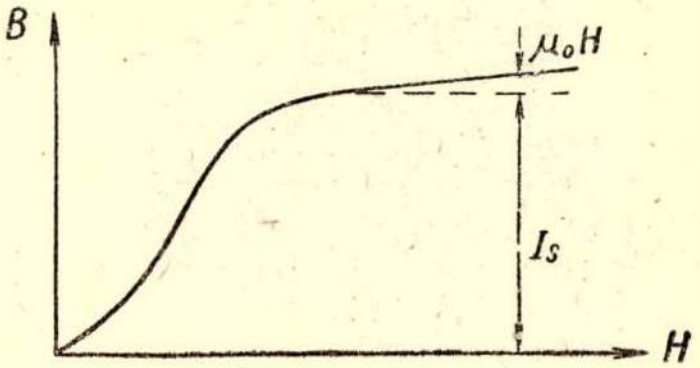


Рис. 11.7. Зависимость индукции ферромагнетика от напряженности поля H.

UNREGISTERED COPY OF SCANPAPYRUS

Отличительным признаком ферромагнетиков является наличие большой величины проницаемости и восприимчивости, а также нелинейной зависимости индукции B и намагниченности I от напряженности магнитного поля H.

Кривая намагничивания ферромагнетика приведена на рисунке 11.6. Если образец вначале был полностью размагничен, чего можно достичь нагреванием его выше точки Кюри с последующим охлаждением, то при росте напряженности магнитного поля от нуля намагниченность растет вначале быстро, затем медленнее и, наконец, достигается так называемое состояние насыщения, при котором дальнейший рост напряженности поля практически уже не вызывает увеличения намагниченности.

Кривая индукции (рис. 11.7) несколько отличается от кривой намагничивания. Так как

$$B = \mu_0 H + I,$$

то при достижении намагниченности насыщения I_s индукция продолжает уве-

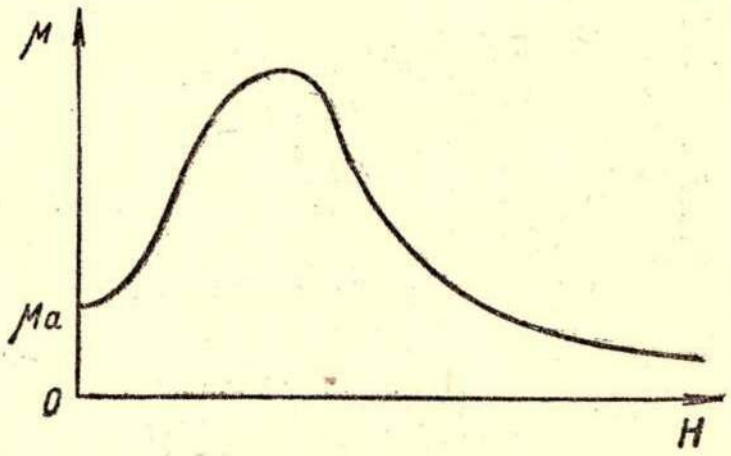


Рис. 11.8. Зависимость магнитной проницаемости μ от напряженности поля (кривая Столетова).

Столетов, Александр Григорьевич (1839—1896)

личиваться за счет роста напряженности поля H.

Важной характеристикой ферромагнетиков является кривая магнитной проницаемости $\mu = \frac{B}{\mu_0 H}$, которую можно построить, зная кривую индукции; вид ее показан на рисунке 11. 8. Кривая проницаемости носит название кривой Столетова. А. Г. Столетов впервые в 1878 г. исследовал намагничивание мягкого железа и построил кривую проницаемости. Эта кривая имеет максимум (максимальная проницаемость). Начинается кривая не с нуля, а от некоторой величины μ_a, называемой начальной проницаемостью. Физический смысл кривой Столетова будет выяснен в § 139.

Кривая магнитной восприимчивости $\varkappa$ подобна кривой μ и отличается от нее только масштабом.

Ниже, в таблице 10, приведены магнитные характеристики некоторых чистых ферромагнитных металлов.

UNREGISTERED COPY OF SCANPAPYRUS

Таблица 10

Элемент	B_S, $\frac{вб}{м^2}$	$\mu_{макс}$	Температура Кюри, °С	H_c, $\frac{а}{см}$
Fe (динамная сталь)	2,1	24 000	769	0,95
Co	0,95	175	1075	13
Ni	0,64	1 120	356	5,7
Fe (электролитическое)	1,8	340 000		0,45
Fe (монокристалл)		1 430 000		

§ 134. Гистерезис

Поместим полностью размагниченный ферромагнетик внутрь катушки и будем увеличивать в ней ток, начиная от нуля. Тогда зависимость индукции B от напряженности поля H выразится так называемой начальной кривой намагничивания OB_1 (рис. 11.9). Достигнув некоторого значения индукции B_1, начнем уменьшать ток в намагничивающей обмотке. Тогда изменение индукции будет описываться кривой B_1B_r, лежащей выше кривой намагничивания OB_1. Происхо-

дит отставание изменения индукции от изменения напряженности поля. Это явление называется магнитным гистерезисом.

Благодаря гистерезису индукция при данном значении напряженности поля H может иметь много различных значений в зависимости от того, как устанавливалась напряженность поля. Из-за гистерезиса магнитная индукция после снятия напряженности поля не становится равной нулю, а сохраняет некоторое значение B_r, называемое остаточной индукцией.

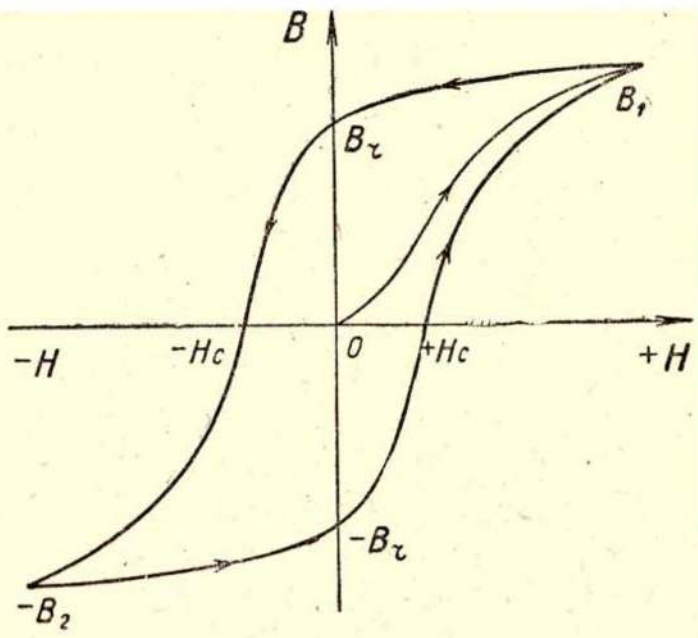


Рис. 11.9. Основная кривая намагничивания OB_1 и петля гистерезиса ферромагнетика.

Для размагничивания ферромагнетика нужно создать магнитное поле противоположного направления. Если это поле $-H$ увеличивать от нуля, то изменение индукции изобразится кривой $B_r—H_c—B_2$, так называемой спинкой петли гистерезиса. Напряженность поля $-H_c$, при которой индукция B становится равной нулю, называется коэрцитивной силой.

UNREGISTERED COPY OF SCANPAYRUS

При достаточной величине напряженности поля $-H$ ферромагнетик намагничивается до насыщения, но направление намагниченности теперь противоположно тому, которое было при намагничивании в поле $+H$.

Если индукция B_2 равна по абсолютной величине индукции B_1, то при уменьшении отрицательного поля $-H$ до нуля и дальнейшем его возрастании до положительных значений, изменение индукции будет изображаться восходящей ветвью петли гистерезиса $-B_2—B_rB_1$, совершенно аналогичной нисходящей ветви $B_1B_r—B_2$.

Если изменение индукции происходит от насыщения в одном направлении до насыщения в другом направлении, то петля гистерезиса называется максимальной. Если изменение индукции происходит не между значениями индукции насыщения B_s и $-B_s$, а между меньшими ее значениями, то получается так называемая частная петля, лежащая внутри максимальной (рис. 11.10). Очевидно, что истинное значение коэрцитивной силы H_c и остаточной индукции B_r можно получить только на максимальной петле гистерезиса.

Если, изменяя индукцию по основной кривой намагничивания или по спинке петли гистерезиса, сразу изменить направление поля на противоположное, то индукция будет меняться по

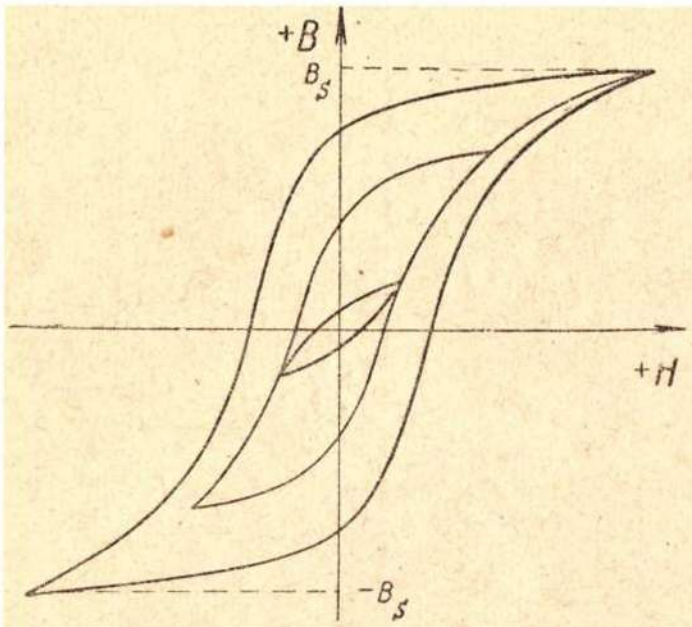


Рис. 11.10. Частные петли гистерезиса.

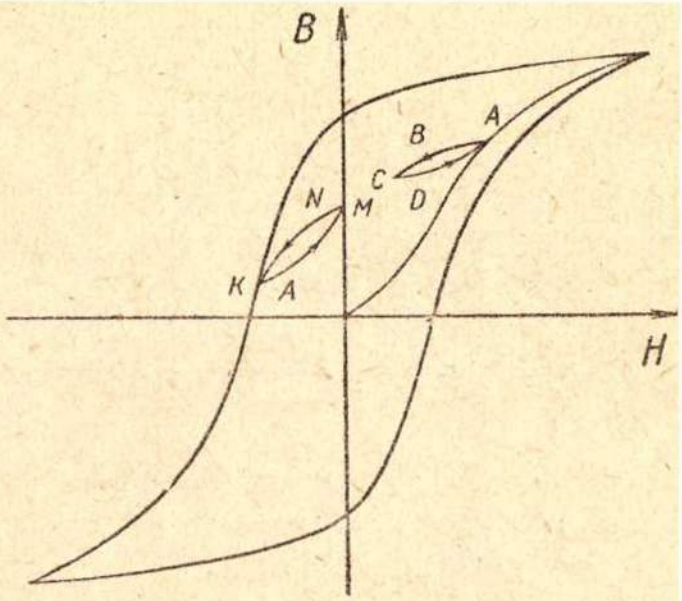


Рис. 11.11. Частные циклы гистерезиса.

так называемому частному циклу, например *ABCDA* или *KAMNK* (рис. 11.11). В точках *C* и *M* мы опять меняли направление поля и возвращались в ту же точку, из которой начали описывать цикл.

§ 135. Работа намагничивания и перемагничивания

UNREGISTERED COPY OF SCANPAPYRUS

Намагничивая ферромагнетик, мы сообщаем ему энергию на создание магнитного поля внутри ферромагнетика и вне его.

Плотность энергии магнитного поля согласно (127,4), равна

$$w_м = \frac{\mu_0 \mu H^2}{2}, \qquad (135,1)$$

а так как $B = \mu_0 \mu H$, то вместо (135,1) можно написать

$$w_м = \frac{BH}{2}. \qquad (135,2)$$

Чтобы увеличить напряженность поля на dH, вследствие чего индукция возрастает на величину dB, надо совершить работу:

$$dA = dw_м = \frac{1}{2}(BdH + HdB) = \frac{1}{2}(\mu_0 \mu HdH + HdB) =$$

$$= \frac{1}{2}[Hd(\mu_0 \mu H) + HdB] = HdB \qquad (135,3)$$

(мы полагаем, что в небольшом интервале изменения поля dH проницаемость μ остается постоянной).

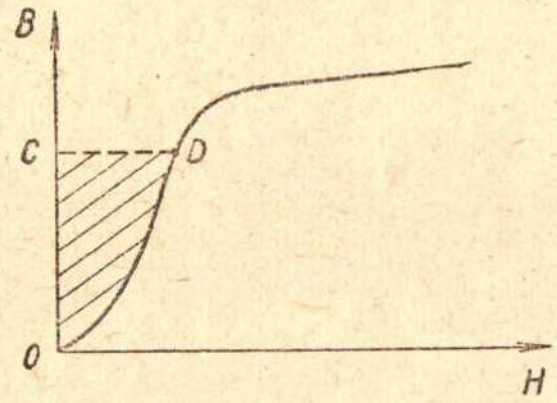


Рис. 11.12. К вычислению работы намагничивания ферромагнетика.

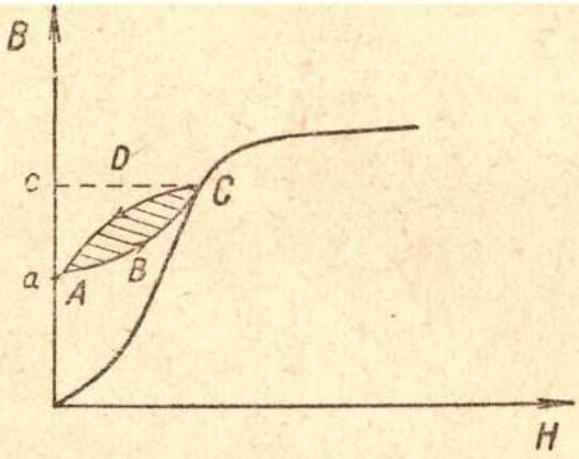


Рис. 11.13. К вычислению работы перемагничивания на частном цикле.

Вычислим работу намагничивания единицы объема ферромагнетика при изменении индукции от 0 до некоторого значения B_1 (рис. 11.12), изображенного на кривой намагничивания точкой D. Эта работа равна

$$A = \int_0^{B_1} H dB = S, \qquad (135,4)$$

где S — площадь ODC, т. е. работа намагничивания графически выражается площадью между кривой намагничивания и осью ординат.

UNREGISTERED COPY OF SCANPAPYRUS

Рассмотрим циклическое перемагничивание на некотором частном цикле $ABCDA$ (рис. 11.13). Работа намагничивания A_1 выразится площадью $aABCc$. При уменьшении напряженности поля до первоначального значения ферромагнетик размагничивается и его энергия возвращается в цепь (об этом см. ниже). Возвращаемую энергию можно рассматривать как отрицательную работу $-A_2$ источника тока, она равна площади $cCDAa$.

Полная работа за цикл перемагничивания будет равна

$$A = A_1 - A_2 = S_{ABCDA}. \qquad (135,5)$$

Увеличивая амплитуду изменений напряженности поля H, мы можем перейти от частного цикла к максимальной петле гистерезиса. Тогда работа перемагничивания за один цикл будет равна площади максимальной петли.

Работа гистерезиса не вычисляется по формуле (135,4), так как зависимость B от H весьма сложна и вид функции $B(H)$ обычно неизвестен. Поэтому либо определяют площадь петли по измерениям точек спинки петли, либо измеряют тепло, выделяющееся при помещении ферромагнетика в калориметр. Можно измерять гистерезисные потери и на мосте переменного тока или с помощью ваттметра.

Для обычных технических материалов, например мягких сталей, удобно пользоваться эмпирическими расчетными формулами, например формулой Штейнметца:

$$A = \eta B_{\text{макс}}^{1,6} V \nu, \qquad (135,6)$$

где η — коэффициент, зависящий от материала, для трансформаторного железа он равен 0,0011; V — объем ферромагнетика, ν — частота перемагничивания, $B_{\text{макс}}$ — максимальное значение магнитной индукции в гауссах.

§ 136. Природа ферромагнетизма

В атомах ферромагнитных элементов магнитные моменты не превышают нескольких магнетонов Бора, следовательно, по порядку величины они такие же, как у атомов парамагнитных элементов. Поэтому объяснить ферромагнетизм, так же как мы объясняли парамагнетизм, нельзя. В магнитном поле порядка нескольких ампер на сантиметр намагниченность парамагнетиков увеличивается на десятитысячные доли гаусса, тогда как у многих ферромагнетиков в тех же полях увеличение намагниченности может превышать тысячу гаусс. Опыты Эйнштейна и де Гааза доказывают, что ферромагнетизм вызывается спиновыми моментами электронов.

UNREGISTERED COPY OF SCANPAPYRUS

Обычно в атоме спины электронов попарно компенсируют друг друга, следовательно, ферромагнитными могут быть лишь те элементы, атомы которых имеют нескомпенсированные спины. Действительно, из теории строения атома следует, что положительное ядро атома окружено электронными оболочками, обозначаемыми K, L, M, N и т. д. При полном заполнении оболочек в K-оболочке содержится 2 электрона, в L-оболочке — 8 электронов, в M-оболочке — 18, в N-оболочке — 32 электрона, остальные оболочки (O, P, Q) остаются незаполненными даже у самых тяжелых элементов периодической системы Менделеева (см. атомную физику). У атомов элементов группы железа незаполнена M-оболочка, хотя в атоме уже имеется несколько электронов, принадлежащих следующей N-оболочке. На заполненных оболочках спины электронов расположены попарно во взаимно противоположных направлениях. Следовательно, их магнитные моменты взаимно компенсируются. Схема такой компенсации показана на рисунке 11.14. M-оболочка железа содержит 14 электронов, из них 10 имеют попарно скомпенсированные спины, а у четырех электронов спины не скомпенсированы. Схема атома железа приведена на рисунке 11.15. Число спинов на каждой из оболочек атома же-

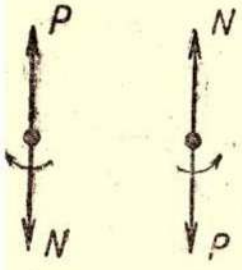


Рис. 11.14. Компенсация спинов электронов.

леза, которые условно будем обозначать как плюс и минус спины, указаны в таблице 11.

Таблица 11

Оболочка	+спин	—спин
K	1	1
L	4	4
M	9	5
N	1	1

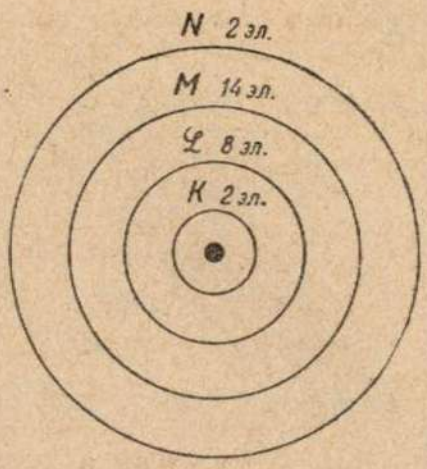


Рис. 11.15. Схема электронных оболочек атома железа.

Из таблицы видно, что спины четырех электронов остаются нескомпенсированными. Эти электроны относятся к так называемой d-подгруппе.

При образовании кристалла железа между электронами соседних атомов возникают особые силы, ориентирующие спиновые магнитные моменты параллельно. Это так называемые обменные силы, подобные тем, которые связывают два атома водорода в молекулу и которые в некоторых случаях можно свести к электростатическим. Природа обменных сил выясняется на основе квантовой механики.

UNREGISTERED COPY OF SCANPAPYRUS

В ферромагнетике железа [illegible] к вычислению некоторого интеграла, обозначаемого A и называемого обменным. Этот интеграл должен иметь положительное значение. Лишь в этом случае обменные силы могут ориентировать нескомпенсированные спины электронов параллельно друг другу.

Найдено простое правило, определяющее возможность возникновения ферромагнетизма: отношение параметра кристаллической решетки к диаметру электронной орбиты, на которой находится электрон с нескомпенсированным спином, должно быть равным или превышать 1,5, т. е.

$$\frac{d}{2R} \geqslant 1{,}5. \qquad (136{,}1)$$

На рисунке 11.16 приведена зависимость величины обменного интеграла A от отношения $\frac{d}{2R}$. Он положителен лишь для Fe, Co, Ni, Gd, тогда как для Mn, Cr обменный интеграл отрицателен.

Число нескомпенсированных спинов в атоме железа равно 4, у кобальта их имеется 3, а у никеля 2. Однако при возникновении ферромагнитного состояния не все они ориентируются параллельно. У железа в среднем лишь 2,2 спина на атом ориентированы параллельно, у никеля это число равно 0,6.

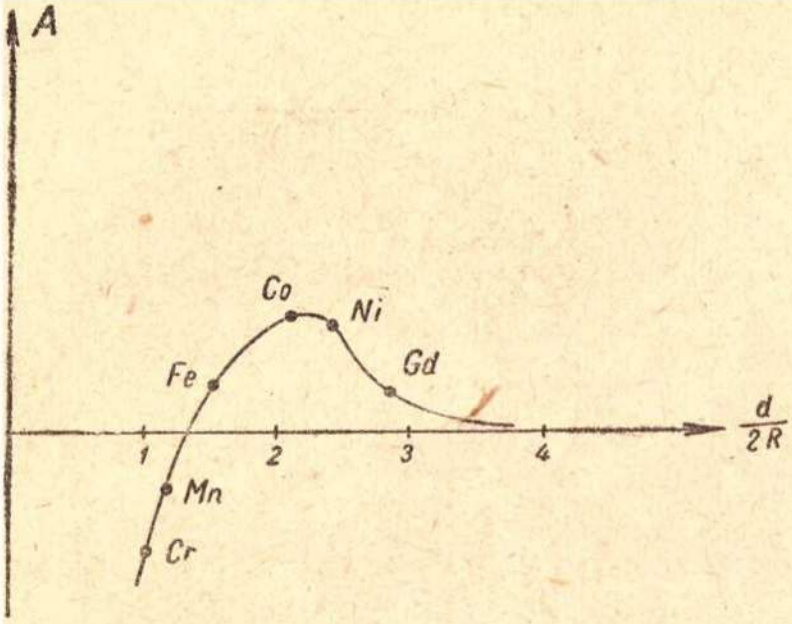


Рис. 11.16. Зависимость величны обменного интеграла A от отношения $\frac{d}{2R}$.

Наличие нескомпенсированных спинов на недостроенных оболочках атома еще недостаточно для возникновения ферромагнетизма. У Mn имеется 5 нескомпенсированных спинов, у Cr их 4, однако ни Mn, ни Cr не ферромагнитны, поскольку у них не выполняется правило (136,1) и обменный интеграл отрицателен, но сплавы внедрения на основе Mn и Cr ферромагнитны, так как атомы второго компонента сплава, внедряясь в решетку Mn или Cr, раздвигают их атомы, что увеличивает параметр решетки d и приводит к выполнению правила (136,1).

Согласно законам термодинамики, любая система находится в устойчивом равновесном состоянии лишь в том случае, если ее потенциальная энергия имеет минимальное значение. Параллельная ориентация спинов в ферромагнитном кристалле и соответствует такому минимуму энергии.

UNREGISTERED COPY OF SCANPAPYRUS

§ 137. Магнитная анизотропия

В кристалле ферромагнетика существуют направления, в которых спины электронов ориентируются легче всего. Таким направлениям соответствует минимум потенциальной энергии. Железо образует объемно-центрированную кубическую решетку. Элементарная ячейка железа состоит из 9 атомов: 8 из них находятся в вершинах, а девятый — в центре куба. В кристалле железа направления ребра куба являются направлениями легкого намагничивания, вдоль них спины электронов легче всего ориентируются (рис. 11.17).

Вдоль каждого из трех ребер куба возможны два направления ориентации спинов. Следовательно, в кристалле железа существуют шесть направлений легкого намагничивания. Согласно принятой в кристаллографии системе, они обозначаются [100], [010], [001].

Элементарная ячейка кристалла никеля (рис. 11.17) состоит из 14 атомов. Это гранецентрированная решетка, в которой, кроме 8 атомов в вершинах куба, 6 атомов находятся в центрах боковых граней. Направлениями легкого намагничивания в ни-

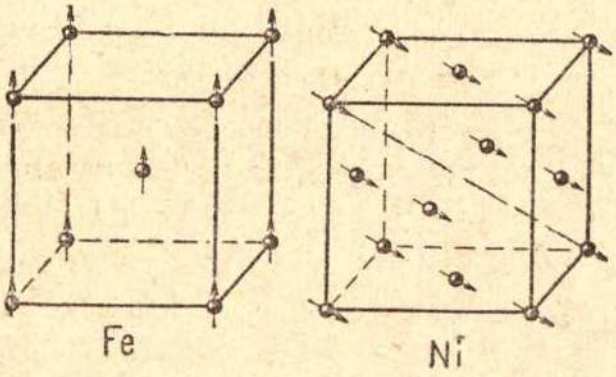


Рис. 11.17. Кристаллические решетки Fe и Ni.

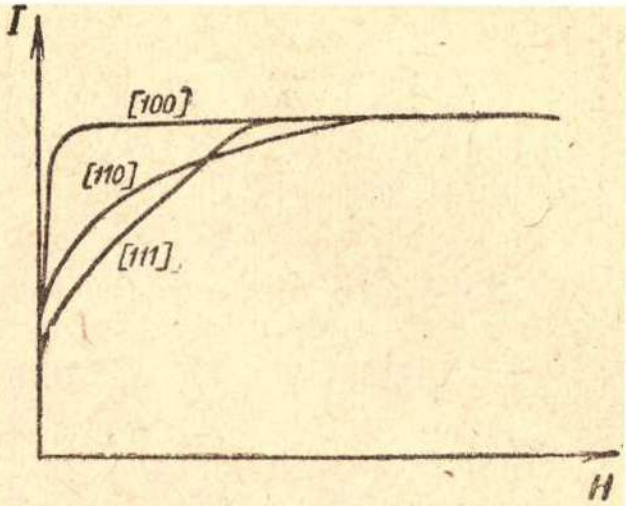


Рис. 11.18. Кривые намагничивания монокристалла железа по различным кристаллографическим осям

келе являются диагонали куба, их четыре; следовательно, в никеле 8 направлений легкого намагничивания; их кристаллографические обозначения [111].

Решетка кобальта относится к гексагональной системе, в ней одна кристаллографическая ось легкого намагничивания, которой соответствуют два направления легкого намагничивания.

Для того чтобы намагнитить монокристалл в одном из направлений легкого намагничивания, требуется совершить наименьшую работу. На рисунке 11.18 приведены кривые намагничивания монокристалла железа по различным кристаллографическим направлениям. Направление диагонали грани куба, обозначаемое [110], является направлением среднего намагничивания. Направление диагонали куба [111] является направлением трудного намагничивания. Работа намагничивания в этом направлении наибольшая, ибо, как мы видели в § 135, площадь между кривой намагничивания и осью ординат пропорциональна работе намагничивания.

UNREGISTERED COPY OF SCANPAPYRUS

Многие другие магнитные свойства, как например проницаемость, зависят от направлений в монокристалле. Зависимость магнитных свойств от направлений в кристалле называется магнитной анизотропией.

Технические поликристаллические магнитные материалы состоят из очень большого числа кристалликов, оси которых ориентированы по всевозможным направлениям. Следовательно, такие материалы являются изотропными, по всем направлениям их свойства одинаковы. Однако путем соответствующей термомеханической обработки поликристаллический материал может быть сделан анизотропным. Например, при прокате листов ферромагнитного металла оси кристалликов располагаются преимущественно в направлении прокатки, материал приобретает так называемую кристаллографическую текстуру и становится анизотропным.

§ 138. Доменная структура ферромагнетиков

Из параграфа 136 следует, что при охлаждении ферромагнетика ниже температуры Кюри в нем возникает самопроизвольная, так называемая спонтанная намагниченность и каждый микрокристаллик ферромагнетика должен быть намагниченным до насыщения. Это находится в кажущемся противоречии с общеизвестным фактом отсутствия намагниченности у ферромагнетика, не подвергавшегося воздействию намагничивающего поля.

Противоречия устраняются, если принять, как это впервые в 1892 г. предложил русский ученый Б. Л. Розинг, что каждый микрокристаллик при возникновении спонтанного намагничивания оказывается разделенным на множество очень маленьких, вплоть до 10^{-14} $см^3$ объемов, так называемых доменов, намагниченных по разным направлениям легкого намагничивания; так что результирующая намагниченность такого микрокристаллика в отсутствие внешнего поля равна нулю.

При наложении на ферромагнетик магнитного поля моменты спинов различных доменов постепенно ориентируются в направлении поля и ферромагнетик приобретает обычное, так называемое техническое намагничивание, названное так в отличие от спонтанного намагничивания, существующего и в отсутствие магнитного поля.

UNREGISTERED COPY OF SCANPAPYRUS

Причиной образования доменов является хорошо известное еще из механики положение, что устойчивым состоянием системы является то, которому соответствует минимум потенциальной энергии. Если бы кристалл ферромагнетика не был разделен на домены, намагниченные в различных направлениях, то такой кристалл представлял бы собой магнит с двумя полюсами, создающими внешнее магнитное поле. В этом поле была бы сосредоточена некоторая энергия $W=\frac{1}{2}\int_V \mu_0\mu H^2 dV$. При образовании доменов магнитный поток замыкается внутри кристалла, почти не выходя наружу, поэтому энергия кристалла значительно меньше, чем при наличии полюсов. Следовательно, образование доменов дает более устойчивую систему, к которой кристалл всегда переходит, если нет внешнего намагничивающего поля и интенсивность теплового движения недостаточна для нарушения параллельной ориентации спинов. Более строгая теория учитывает еще и некоторые другие виды энергии кристалла: поверхностную энергию, энергию упругих напряжений и т. д.

Наиболее простая форма доменов, могущая получиться у правильного кристалла кубической структуры, показана на рисунке 11.19. Для идеального одноосного кристалла доменная структура, рассчитанная Л. Д. Ландау и Е. М. Лифшицем, имеет вид, показанный на рисунке 11.20.

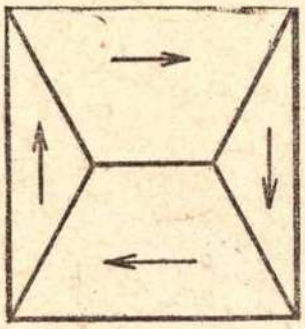


Рис. 11.19. Простейшая доменная структура микрокристаллика.

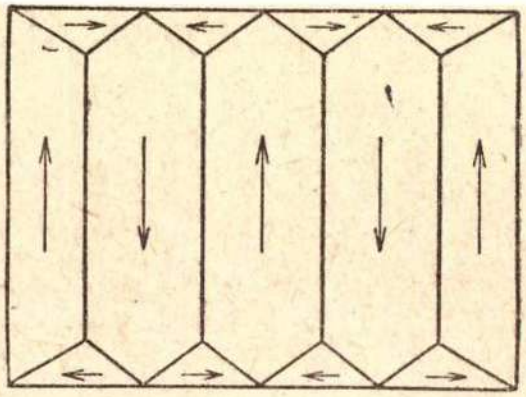


Рис. 11.20. Доменная структура одноосного кристалла по Ландау и Лифшицу.

Н. С. Акуловым и американским ученым С. Биттером был предложен метод, с помощью которого доменную структуру можно наблюдать и фотографировать. На полированную поверхность кристалла наносится водная суспензия очень мелкого ферромагнитного порошка, например магнетита. Частицы порошка оседают на местах выхода линий напряженности магнитного поля, т. е. на границах между доменами, делая их видимыми под микроскопом с небольшим увеличением. Получающиеся порошковые фигуры называются фигурами Акулова — Биттера (см. [illegible]). В [illegible] Спиваком разработан метод наблюдения доменной структуры с помощью электронного микроскопа.

UNREGISTERED COPY OF SCANPAPYRUS

Из рисунка 11.20 видно, что границы между доменами могут быть двух видов: либо спины соседних доменов образуют между собой угол в 90°, либо этот угол равен 180°. Граница между доменами имеет конечную толщину порядка 30—40 атомных диаметров, т. е. около 0,5—0,6 *мкм*. Внутри этого граничного слоя спины постепенно поворачиваются, пока не примут нужного направления (рис. 11.21).

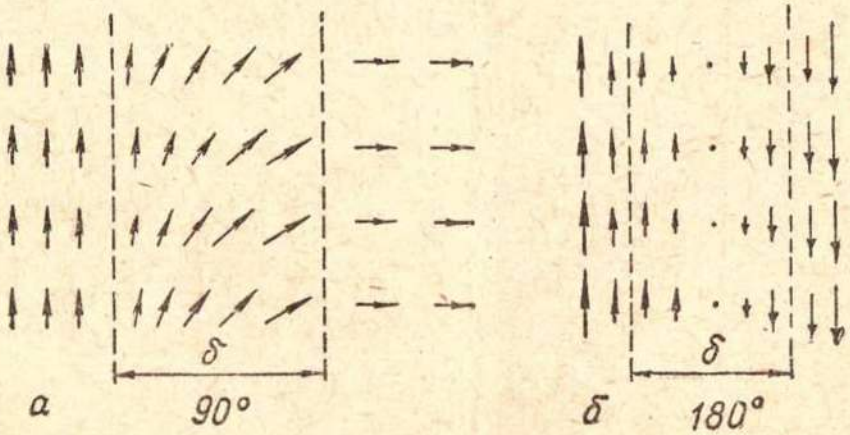


Рис. 11.21. Положения спинов внутри границы между доменами: *а* — 90-градусная граница; *б* — 180-градусная граница.

§ 139. Техническая кривая намагничивания

Кривая намагничивания обычного поликристаллического ферромагнетика отличается от кривых намагничивания монокристалла, приведенных на рисунке 11.18. На кривой намагничивания поликристаллического ферромагнетика можно различать четыре участка (рис. 11.22) по различному механизму процессов намагничивания, происходящему в слабых, средних и сильных полях.

В очень слабых полях, в так называемой релеевской области, происходят обратимые упругие смещения границ, сводящиеся к повороту векторов спинов на некоторые углы вблизи граничного слоя. Обратимыми и упругими они называются потому, что после снятия магнитного поля граница возвращается в первоначальное положение и остаточная намагниченность отсутствует. Механизм такого смещения границ мы можем представить себе так. При наложении на образец магнитного поля спины граничного слоя, ориентированные под углом к внешнему полю, стремятся уменьшить свою энергию взаимодействия с этим полем, т. е. стремятся уменьшить угол между направлением вектора спина и вектором напряженности поля H. В результате этого граница из положения $б$ (рис. 11.23) переместится в положение $а$. Таким образом, существовавшая до наложения поля компенсация намагниченностей разных доменов нарушится и появится намагниченность, совпадающая по направлению с вектором напряженности поля H. При снятии поля граница возвращается в первоначальное положение.

UNREGISTERED COPY OF SCANPAPYRUS

При увеличении напряженности магнитного поля H начинаются процессы необратимых скачкообразных смещений границ. Положение, при котором спины в данном домене образуют большой угол с направлением поля, оказывается энергетически

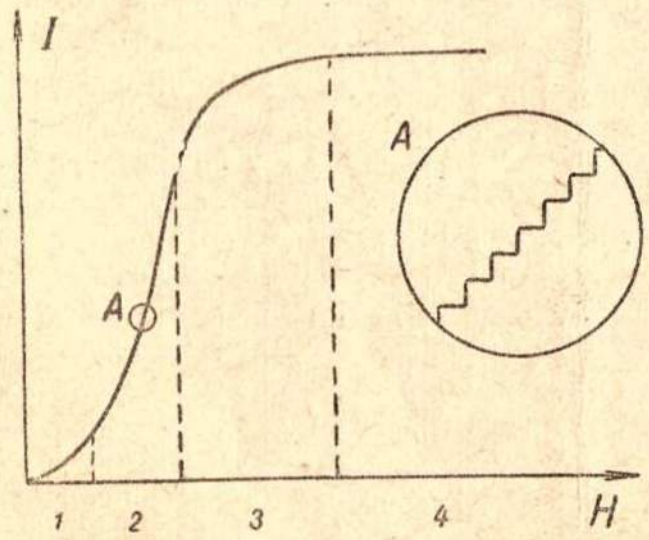


Рис. 11.22. Кривая намагничивания поликристаллического ферромагнетика.

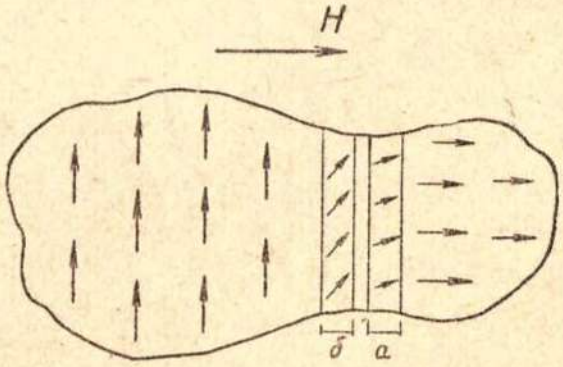


Рис. 11.23. Обратимое смещение доменной границы.

слишком невыгодным, и спины стремятся ориентироваться в том направлении легкого намагничивания, которое образует наименьший угол с направлением поля H. Граница начинает двигаться с некоторой конечной скоростью v, и домен с невыгодной ориентацией спинов оказывается перемагниченным.

Для различных доменов углы α между направлением поля и ближайшим к нему направлением легкого намагничивания различны, а смещение границы в данном домене начинается при некотором значении действующего поля $H_{эфф}$, которое зависит от напряженности внешнего поля и угла α:

$$H_{эфф} = H \cos \alpha. \qquad (139,1)$$

Поэтому различные домены начинают перемагничиваться при различных значениях внешнего поля H. Участок *2* кривой намагничивания (рис. 11.22), где происходят необратимые смещения границ, имеет ступенчатый ход, и если бы небольшую часть A этого участка изобразить в очень крупном масштабе (как показано в кружке на том же рисунке), то мы имели бы не плавную, а ступенчатую линию.

Каждая такая ступенька вызвана перемагничиванием одного или части домена, реже могут перемагнититься несколько доменов сразу. Такие скачки намагниченности называются скачками Баркгаузена, и их легко можно обнаружить, если ферромагнетик в виде проволоки поместить внутри катушки из нескольких тысяч витков тонкого провода. Концы катушки присоединяются к усилителю, на выходе которого включен репродуктор. При приближении к образцу постоянного магнита и при поворачивании последнего происходят скачки Баркгаузена, индуцированные ими импульсы э. д. с. подаются на усилитель и воспринимаются в репродукторе как отчетливые щелчки и шорохи.

UNREGISTERED COPY OF SCANPAPYRUS

При дальнейшем возрастании напряженности магнитного поля H (участок *3* кривой рис. 11.22) магнитные моменты спинов постепенно поворачиваются по направлению поля. Этот участок кривой намагничивания называется областью вращения. Когда все спины, участвующие в образовании ферромагнитного состояния, ориентированы по направлению поля, наступает состояние насыщения.

Различные стадии процессов смещения границ и вращения спинов в отдельном идеальном кристаллике показаны на рисунке 11.24. После достижения насыщения дальнейший рост напряженности поля приводит лишь к очень незначительному изменению спонтанной намагниченности. Увеличивается число спинов, участвующих в образовании ферромагнитного состояния. Этот процесс носит название парапроцесса. Величина парапроцесса обычно не превышает нескольких десятитысячных тесла.

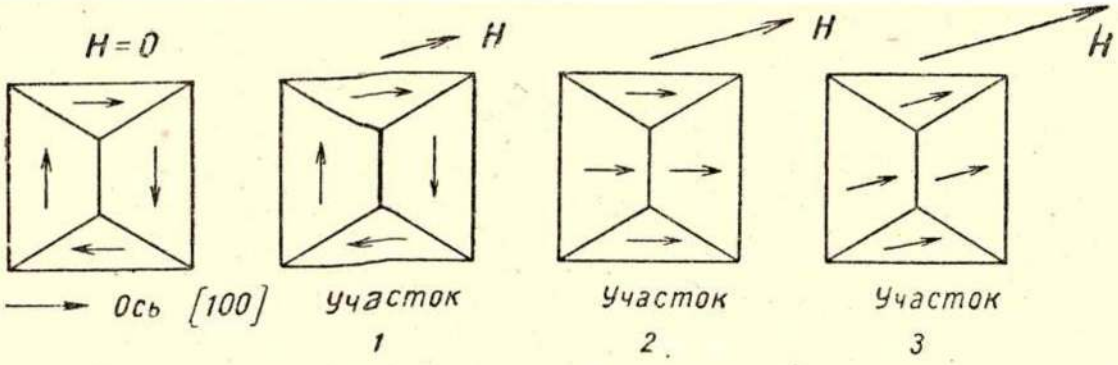


Рис. 11.24. Процессы обратимого и необратимого смещения границ и вращения векторов спинов на различных участках кривой намагничивания.

Наличие включений атомов других элементов, а также дефектов кристаллической решетки, внутренних напряжений и т. д. сильно влияет на многие магнитные свойства ферромагнетиков, особенно на проницаемость и коэрцитивную силу. Наличие посторонних включений и неоднородностей приводит к тому, что при своем движении доменные границы задерживаются на этих неоднородностях. Для того чтобы граница преодолела эти препятствия и двинулась дальше, необходимо приложить большое внешнее поле, а это означает увеличение коэрцитивной силы и уменьшение проницаемости.

UNREGISTERED COPY OF SCANPAPYRUS

§ 140. Тонкие магнитные пленки

В последние годы большой интерес вызывают тонкие магнитные пленки. Толщина их колеблется от 10^{-7} до 10^{-4} *см*. Магнитная структура междоменных стенок таких пленок существенно отличается от структуры стенок массивного материала того же состава.

У массивного материала изменение направления векторов магнитных моментов спинов на 180° (так называемые 180-градусные стенки) осуществляется постепенным поворотом осей спинов с выходом их из поверхности ферромагнетика; ось спина как бы поворачивается вокруг оси, параллельной поверхности образца и перпендикулярной самой стенке (рис. 11.21, *б*). Такие междоменные стенки получили название стенок Блоха. Пленки имеют такие стенки только в случае достаточно больших толщин, более 1000 Å.

При меньших толщинах пленок более выгодными энергетически, т. е. обладающими меньшей энергией, являются стенки, в которых оси векторов намагниченности поворачиваются не выходя из плоскости пленки. Эти стенки получили название стенок Нееля. Такая стенка с поворотом векторов спинов на 90° изображена на рисунке 11.21, *а*.

Существуют более сложные промежуточные структуры стенок. Доменная структура пленок сквозная — стенки проходят через всю толщу пленки.

Наиболее интересны пленки из железо-никелевого сплава пермаллоя с содержанием никеля около 80%, применяемые в качестве элементов памяти в электронных математических машинах и в качестве логических элементов в различных схемах автоматики.

Обычно пленки изготовляются конденсацией в вакууме молекулярного пучка либо электролитическим осаждением. Если в процессе осаждения пленки приложить в плоскости пленки магнитное поле напряженностью 100—200 *а/см*, то в пленке возникает одноосная анизотропия, образуется преимущественная ось, при ориентации вдоль которой спины обладают наименьшей энергией. Если под влиянием внешнего магнитного поля спины ориентированы под углом φ к этой оси, то пленка обладает энергией $W = VK_i \sin^2 \varphi$, где V — объем пленки, а K_i — константа наведенной одноосной анизотропии.

Очевидно, что в пленке существуют два направления намагниченности с минимумом потенциальной энергии вдоль легкой оси, поэтому пленка может использоваться как носитель информации, записанной двоичным кодом, в котором любое число, выражающее некоторую информацию, записывается двумя цифрами — нулем и единицей.

UNREGISTERED COPY OF SCANPAPYRUS

Двоичная система состоит в том, что любое число записывается как ряд коэффициентов 0 или 1 при ряде последовательных степеней числа 2. Так, например, число 17 при восьмиразрядной записи записывается в виде 00010001. Это так называемый код числа 17, представляющий собой коэффициенты членов ряда: $0 \cdot 2^7 + 0 \cdot 2^6 + 0 \cdot 2^5 + 1 \cdot 2^4 + 0 \cdot 2^3 + 0 \cdot 2^2 + 0 \cdot 2^1 + 1 \cdot 2^0 = 17$.

Пермаллоевая одноосная пленка имеет прямоугольную петлю гистерезиса (рис. 11.25, *а*). Будучи намагничена до насыщения в одном направлении вдоль легкой оси, пленка сохраняет намагниченность насыщения, и после снятия поля ее остаточная намагниченность I_r можно считать равной намагниченности насыщения I_s. Этому состоянию пленки приписывается значение *1*. Приложив поле $-H$, превышающее коэрцитивную силу H_c, мы перемагнитим пленку, и после снятия поля получим остаточную намагниченность $-I_r$, которой приписывают значение *0*. Перемагничивание вдоль легкой оси обычно происходит путем смещения междоменных стенок. Если же поле приложено вдоль трудной оси, то обычно происходит не смещение стенок, а поворот векторов спинов из направления легкого намагничивания в направление трудного намагничивания. В этом случае в идеальной по однородности пленке вместо петли гистерезиса получим прямую линию (рис. 11.25, *б*). Насыщение наступает при некотором поле $H_к$, называемом полем анизотропии.

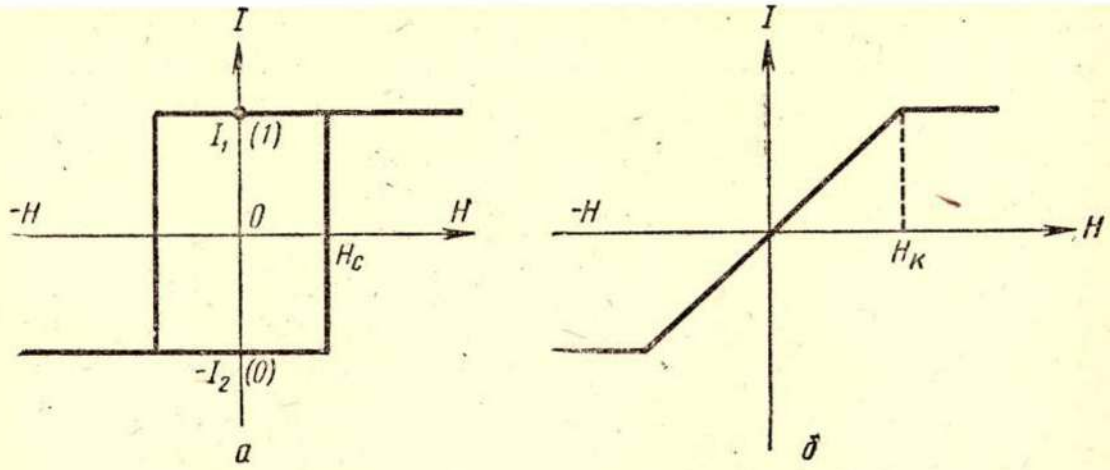


Рис. 11.25. Петля гистерезиса пермаллоевой тонкой пленки: *а* — в легком направлении; *б* — в трудном направлении.

Процессы вращения векторов намагниченности происходят очень быстро, пленка перемагничивается за миллиардные доли секунды, перемагничивание смещением стенок происходит значительно медленнее. Малые времена перемагничивания являются основным преимуществом пленочных элементов памяти перед другими, что обусловливает большое быстродействие электронных машин с пленочной памятью.

При перемагничивании пленок векторы намагниченности почти точно лежат в плоскости пленки, так как выход их из этой плоскости приводит к образованию магнитных полюсов на поверхности пленки и к появлению сильных размагничивающих полей (см. ниже § 144), т. е. требует значительной дополнительной энергии.

UNREGISTERED COPY OF SCANPAPYRUS

§ 141. Магнитные материалы

Магнитные материалы делятся на магнитно-мягкие и магнитно-жесткие. Первые применяются в установках с изменяющимися магнитными полями, из вторых изготовляются постоянные магниты.

Коэрцитивная сила магнитно-мягких материалов лежит в пределах от нескольких тысячных до одного-двух ампер на сантиметр. Коэрцитивная сила обычных магнитно-жестких материалов лежит в пределах от нескольких десятков до нескольких тысяч ампер на сантиметр. В последнее время получены сплавы (висмут — марганец) с коэрцитивной силой свыше 30 000 *а/см*.

В переменных полях могут использоваться только материалы с небольшой коэрцитивной силой, иначе потери на гистерезис, пропорциональные площади петли, которая в свою очередь пропорциональна коэрцитивной силе, будут очень велики и пере-

магничивание сможет осуществляться только в больших полях, превышающих коэрцитивную силу. Наилучшими магнитно-мягкими материалами являются некоторые железо-никелевые сплавы, например пермаллой, состоящий из 78,8% Ni, 3—4% Mo, остальное Fe.

Будучи подвергнут отжигу при температуре 1100° в вакууме или водороде и охлаждению с вполне определенной скоростью, этот сплав приобретает очень высокие для магнитно-мягких материалов свойства: коэрцитивную силу около 0,03—0,04 *а/см* и индукцию насыщения около 0,8 тесла (см. таблицу 12).

Если отжиг производить в магнитном поле, то коэрцитивная сила может быть уменьшена еще почти в 10 раз. Уменьшение коэрцитивной силы при отжиге вызвано тем, что отжиг уничтожает внутренние напряжения в материале, возникшие при кристаллизации, и вызывает диффузионное рассасывание примесей посторонних атомов, имеющихся в материале.

Согласно теории Е. И. Кондорского, величина коэрцитивной силы H_c пропорциональна внутренним упругим напряжениям, а последние могут быть вызваны посторонними включениями. Внутренние напряжения вызываются, в частности, магнитострикцией (§ 147), поэтому материалы с малой магнитострикцией (к ним принадлежит пермаллой) имеют небольшую коэрцитивную силу.

Наложение магнитного поля при отжиге и охлаждении создает так называемую магнитную текстуру, при которой намагниченность доменов устанавливается легче в направлении, в котором было приложено поле; коэрцитивная сила в этом направлении будет меньше, чем в любом другом. Если материал подвергнуть прокатке, то в направлении прокатки образуется кристаллографическая текстура: кристаллические зерна ориентированы в направлении прокатки, что приводит к уменьшению внутреннего размагничивающего поля $H_\circ$ (§ 144) в этом направлении и, следовательно, к уменьшению коэрцитивной силы и повышению индукции. Наилучшие магнитные свойства материалов получаются при термомеханической или термомагнитной обработке, создающей кристаллографическую или магнитную текстуру.

UNREGISTERED COPY OF SCANPAPYRUS

Важное значение имеет удельное сопротивление материала. Малая величина сопротивления приводит к большим потерям на вихревые индукционные токи в переменных полях (см. § 121).

Применяемые для изготовления постоянных магнитов магнитно-жесткие материалы должны обладать большой коэрцитивной силой H_c и большой остаточной индукцией B_r. Количественной характеристикой постоянных магнитов является энергия, запасенная в одном кубическом сантиметре ферромагнетика. Эта энергия равна произведению HB, и необходимо стремиться к тому, чтобы так называемая рабочая точка магнита соответ-

Таблица 12

Материал	Состав (кроме Fe), %	B_s, *тл*	H_c, $\frac{а}{см}$	ρ, *ом·см*	μ_a	$\mu_{макс}$	Примечание
Электротехническая сталь марки ЭАА . .	Si — 0,2; C — 0,04; Mn — 0,2; P — 0,025; S — 0,03; Cu — 0,15	2,18	0,8	0,0010	240—400	4500	Листовой материал
Кремнистое железо . .	Si — 1	1,96	0,76	0,0025	350	16 150	То же
» » . .	Si — 4,5	1,91	0,25	0,0067	450	14 000	» »
Гиперсил	Si—4,5	2,0	0,5	0,005	600	25 000	» »
Пермаллой	Ni — 78,8	1,05	0,030	0,0025	$7 \cdot 10^3$—$14 \cdot 10^3$	10^5—$2 \cdot 10^5$	» »
»	Ni — 50	1,55	0,095	0,005	$2 \cdot 10^3$—$3 \cdot 10^3$	$5 \cdot 10^4$—$6 \cdot 10^4$	» »
Супермаллой	Ni — 79; Mo — 5	0,79	0,005	0,006	$8 \cdot 10^4$	$9 \cdot 10^5$	» »
Альсифер	Si — 9,6; Al — 5,4	1,10	0,16—0,028	0,008	$3,5 \cdot 10^4$	$12 \cdot 10^4$	Прессованный порошок
Пермендюр	Co — 49; V — 2	2,45	2,5	0,0026	800	4500	Листовой материал
Карбонильное железо	Fe—99,97	—	1—1,2	$\approx \infty$	—	4—8	Магнитодиэлектрик, зерна Fe от 0,5 до 20*мкм* в диэлектрике (бакелите)
Феррит NiZn	ZnO — 34; NiO — 16; Fe_2O_3 — 50	0,30—0,18	0,12—1,8	10^3—10^7	2400—180	7000—280	Состав в молекулярных %
Феррит MgMn	MgO — 25; MnO — 25; Fe_2O_3 — 50	0,20	1,2	10	60	1600	Прямоугольная петля гистерезиса

UNREGISTERED COPY OF SCANPAPYRUS

ствовала максимуму этого произведения. Наилучшие магнитные материалы для постоянных магнитов имеют $(HB)_{макс}$ порядка нескольких миллионов эргов или десятых долей джоуля на кубический сантиметр (см. табл. 13).

§ 142. Ферриты

За последние годы большое распространение получили новые полупроводниковые ферромагнетики — ферриты, часто называемые ферримагнетиками. Ферриты — это кристаллические твердые растворы окисла железа Fe_2O_3 и окисла одновалентного или двухвалентного металла Li, Zn, Ni, Cd, Pb и т. д. Формула феррита может быть записана так: $(MeO)_x(Fe_2O_3)_{1-x}$.

Обычно применяются смешанные ферриты, состоящие из окисла железа и окислов двух и более металлов. Если окись железа взята, как это часто делается, в количестве 50 молекулярных процентов, то формула смешанного феррита будет иметь вид: $(MeO)_x(Me_2O)_{0,5-x}(Fe_2O_3)_{0,5}$.

Ферриты образуются спеканием при температуре 900—1400° С хорошо перемешанных и очень мелко раздробленных окислов.

Элементарная ячейка кристаллической решетки никель-цинкового феррита состоит из 32 ионов кислорода, образующих плотную кубическую упаковку, 16 ионов обычно двухвалентного металла окружены шестью ионами кислорода. Эти металлические ионы называются октаэдрическими, так как находятся в центре октаэдра из шести кислородных ионов. Восемь металлических ионов, обычно трехвалентных Fe^{+3}, окружены четырьмя ионами кислорода, эти металлические ионы называются тетраэдрическими ионами. Двухвалентными являются ионы Me^{+2} и часть ионов железа Fe^{+2}. Расположение ионов показано на рисунке 11.26.

UNREGISTERED COPY OF SCANPAPYRUS

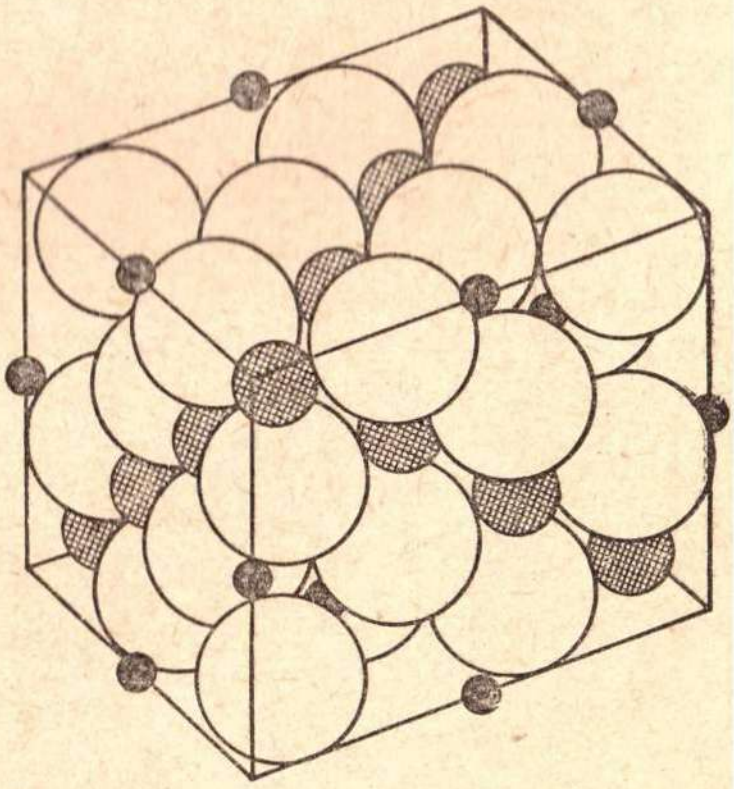


Рис. 11.26. Кристаллическая ячейка феррита со структурой шпинели: ● — ионы трехвалентного металла; кружки с сеткой — ионы двухвалентного металла; ○ — ионы кислорода.

Ферромагнитны не все ферриты, так ферриты цинка, кадмия и некоторые

другие немагнитны, ферриты никеля, редких земель и ряд других ферромагнитны; однако наилучшие магнитные свойства получаются у смешанных ферритов, состоящих из окислов трех и более металлов.

Причиной ферромагнетизма ферритов по теории Нееля является существование двух кристаллических решеток, вдвинутых одна в другую. Направления спинов этих решеток противоположны, но так как они неодинаковы, то результирующая намагниченность отлична от нуля.

Изменяя состав и режим термообработки ферритов, можно в очень широких пределах менять их магнитные свойства. Так, коэрцитивная сила ферритов изменяется от сотых долей (у некоторых никельцинковых ферритов) до 2000—3000 *а/см* (у кобальтовых ферритов).

Индукция ферритов обычно значительно ниже, чем у металлических ферромагнетиков и составляет 0,30—0,40 *тл*. Удельное сопротивление ферритов во много раз больше, чем сопротивление металлических ферромагнетиков. Так, если удельное сопротивление ρ для железа равно 0,085 *ом · см*, то для различных ферритов оно изменяется от 10^2 до 10^9 *ом · см*. Следовательно, ферриты практически свободны от влияния индукционных вихревых токов и их можно применять в установках высокой частоты, например в качестве сердечников катушек индуктивности, трансформаторов в радиоустройствах, в импульсных устройствах и т. д.

UNREGISTERED COPY OF SCANPAPYRUS

Особенно важное значение приобрели в последнее время магниймарганцевые ферриты и некоторые другие материалы с прямоугольной петлей гистерезиса (рис. 11.25, *а*). Такие ферриты, изготовленные в виде очень маленьких тороидов диаметром от 0,5 до 2 *мм*, применяются в качестве элементов памяти запоминающих устройств электронных вычислительных машин.

В последнее время получены новые ферромагнетики, получившие название гранатов. По своим свойствам они близки к ферритам и представляют собой окислы редкоземельных элементов, образующих кристаллическую решетку, подобную решетке минерала граната. Химическая формула граната может быть записана так: $Fe^{+2}Fe^{+3}Me_3O_{12}$, где Fe^{+2} — ионы двухвалентного железа, Fe^{+3} — ионы трехвалентного железа. Me — ион редкоземельного элемента. Гранаты обладают малыми потерями, их монокристаллы почти прозрачны в инфракрасной части спектра.

§ 143. Антиферромагнетизм

Как было указано выше (§ 137), параллельная ориентация спинов в соседних атомах ферромагнетиков соответствует минимуму потенциальной энергии, т. е. устойчивому состоянию (рис.

Рис. 11.27. Схема магнитной структуры спинов: *а* — ферромагнетика; *б* — антиферромагнетика

11.27, *а*). Обменный интеграл при этом положителен. Однако в ряде кристаллов состоянию с минимумом потенциальной энергии соответствует антипараллельная ориентация спинов (рис. 11.27, *б*).

Такие вещества получили название антиферромагнетиков. К ним относятся Mn, Cr, редкоземельные элементы в определенном температурном интервале и многочисленные окислы, сульфиды, теллуриды, селениды, галогениды, содержащие атомы какого-либо элемента переходной группы (группы железа, редких земель или актинидов).

Подобно ферритам, антиферромагнетик можно рассматривать состоящим из двух магнитных подрешеток с противоположными ориентациями спинов, вдвинутых одна в другую. У ферритов намагниченности подрешеток, состоящих из разных ионов, неодинаковы и результирующая намагниченность, определяемая разностью намагниченностей подрешеток, отлична от нуля. У антиферромагнетиков подрешетки состоят из одинаковых ионов и результирующая намагниченность в отсутствие внешнего магнитного поля равна нулю. Во внешнем магнитном поле спины, ориентированные против поля, начинают поворачиваться в направлении поля, компенсация подрешеток нарушается и антиферромагнетик намагничивается.

UNREGISTERED COPY OF SCANPAPYRUS

Намагниченность антиферромагнетика, а следовательно, и его магнитная восприимчивость сильно зависят от температуры. На рисунке 11.28 приведена кривая молярной магнитной восприимчивости фторида марганца, снятая при наложении магнитного поля параллельно тетрагональной оси кристалла. До некоторой температуры, называемой точкой Нееля, восприимчивость растет с температурой; при температуре Нееля антиферромагнетик превращается в парамагнетик и его восприимчивость уменьшается по закону Кюри—Вейса (см. формулу 132,4).

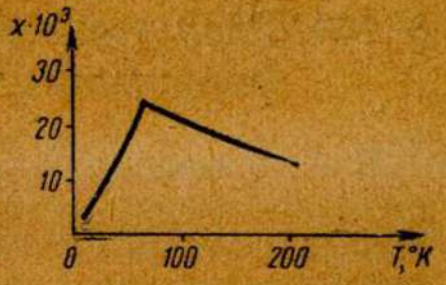


Рис. 11.28. Температурная зависимость молярной восприимчивости антиферромагнетика фторида марганца.

У большинства антиферромагнетиков восприимчивость анизотропна; она сильно зависит от кристаллографического направления, в котором производится измерение.

Особенно интересными магнитными свойствами обладают редкоземельные элементы Dy, Tb, Ho, Er, Tu. В интервале температур от 0° К до некоторой температуры T_{K_1} они ферромагнитны, от T_{K_1} до T_{K_2} они антиферромагнитны, выше температуры T_{K_2} они парамагнитны. Наложение достаточно сильного магнитного поля может перевести эти элементы (при достаточно низких температурах) из антиферромагнитного в ферромагнитное состояние.

Строго параллельная или антипараллельная ориентация спинов у ферромагнетиков и антиферромагнетиков необязательна. Существует ряд более или менее сложных структур, в которых соседние спины образуют некоторые углы между собой.

У некоторых антиферромагнетиков из-за асимметрии магнитных подрешеток нет полной компенсации их магнитных моментов, вследствие чего такие вещества обладают небольшой спонтанной намагниченностью, подобно ферромагнетикам, но значительно более слабой. Они получили название *слабых ферромагнетиков*. К ним относятся карбонаты никеля, кобальта, марганца, некоторые фториды и окислы.

Основным методом исследования магнитных структур является метод нейтронной дифракции. Подробнее об этом методе смотри в курсе атомной физики.

Антиферромагнетики, так же как и ферромагнетики, обладают доменной структурой, но причина ее образования у антиферромагнетиков иная, чем у ферромагнетиков. У антиферромагнетиков нет спонтанной намагниченности, поэтому полюса у них не образуются и, следовательно, нет основной причины, вызывающей появление доменной структуры. Причиной образования доменной структуры антиферромагнетиков является наличие нескольких равноправных кристаллографических осей, вдоль которых располагаются параллельные и антипараллельные слои спинов, образующие узкие полосовые домены. На рисунке 4 вклейки приведена снятая оптическим методом фотография доменной структуры антиферромагнетика.

UNREGISTERED COPY OF SCANPAPYRUS

§ 144. Размагничивающее поле намагниченного ферромагнетика. Рэлеевский сдвиг

Рассмотренные выше кривые намагничивания и петли гистерезиса ферромагнитных материалов могут быть получены экспериментально лишь на замкнутых тороидальных образцах или на очень длинных проволоках, длина которых в сотни раз больше их диаметра. Причиной этого является возникновение так называемого *размагничивающего поля* короткого образца, которое уменьшает действующее внутри образца магнитное поле, вследствие чего кривая намагничивания и петля

гистерезиса идут более наклонно, чем в случае тороидального образца из того же материала.

Как было показано в § 115, индукцию в образце можно рассматривать как сумму двух полей: внешнего поля H и результирующего молекулярного поля $H' = \frac{I}{\mu_0}$. Намагниченность I рассматривается как линейная плотность поверхностных молекулярных токов (см. 115,9), а так как в данном случае «число витков на единицу длины соленоида» n равно единице, то внутреннее поле определяется молекулярными ампер-витками, равными I. Отсюда и получается выражение для H.

Коэффициент $\frac{I}{\mu_0}$ в формуле напряженности поля получается для соленоида бесконечной длины или для тороида (см. 106,4). Ферромагнитный образец конечной длины можно рассматривать как короткий соленоид, тогда молекулярное поле H' будет равно не $\frac{I}{\mu_0}$, а меньшей величине. Однако удобнее расчет вести иначе: считая поле $H^1 = \frac{I}{\mu_0}$ неизменным, но вводя некоторое дополнительное противоположно направленное поле $H^1_{\circ}$ также пропорциональное намагниченности, но с коэффициентом N, зависящим от длины и вообще от геометрии образца (коэффициент N называется *размагничивающим фактором*). Тогда индукция в образце равна:

UNREGISTERED COPY OF SCANPAPYRUS

$$B = \mu_0 H + \frac{I}{\mu_0} - N \cdot \frac{I}{\mu_0}. \qquad (144,1)$$

Разность между внешним полем H и размагничивающим полем $H_{\circ}$ называют *внутренним полем в образце* и обозначают h:

$$h = H - N \cdot \frac{I}{\mu_0} = H - H_{\circ}. \qquad (144,2)$$

Величина размагничивающего поля $H_{\circ}$ определяется только намагниченностью I и формой образца:

$$H_{\circ} = N \cdot \frac{I}{\mu_0}. \qquad (144,3)$$

Размагничивающий коэффициент (или размагничивающий фактор) N зависит в первом приближении лишь от формы

---

[1] Значок $\circ$ в обозначении напряженности размагничивающего поля подчеркивает, что точный расчет размагничивающего поля возможно произвести только для тел вращения правильной формы: эллипсоида и шара.

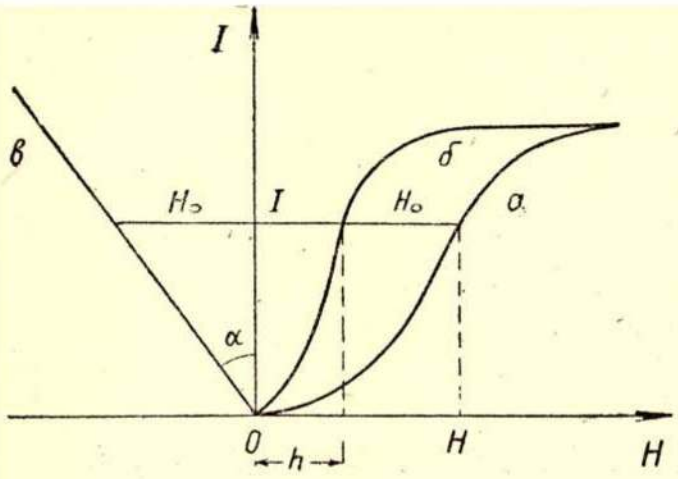


Рис. 11.29. Рэлеевский сдвиг кривой намагничивания.

образца. Так, для шара он равен $\frac{1}{3}$, а для листа (бесконечной плоскости) намагниченной перпендикулярно плоскости $N=1$ (в системе СИ). Это наибольшее значение внешнего размагничивающего фактора. Для эллипсоида, цилиндра и бруска любой формы сечения размагничивающий фактор является функцией относительной длины образца $\Lambda = \frac{l}{2R}$.

Для эллипсоида вращения N может быть вычислен, для остальных тел N определяется экспериментально и сводится в таблицы.

Если снимать кривую намагничивания с незамкнутого образца, откладывая на оси ординат намагниченность I, а на оси абсцисс внешнее поле H, то полученная кривая не будет истинной кривой намагничивания материала, а характеризует только данный образец. Так как внешнее поле H больше истинного намагничивающего поля h, кривая намагничивания такого образца (кривая *а*, рис. 11.29) идет более полого, чем кривая, снятая на тороиде (кривая *б*, рис. 11.29). Так как не всегда есть возможность иметь образец в виде тороида и приходится пользоваться данными, полученными на незамкнутом образце, надо уметь производить пересчет или графическое перестроение. В обоих случаях надо знать размагничивающий фактор N. Измерив при некотором внешнем поле H намагниченность I, можно по формулам (144,3) и (144,2) найти истинное намагничивающее поле h и построить кривую *б*.

UNREGISTERED COPY OF SCANPAPYRUS

Графический способ нахождения истинной кривой намагничивания материала носит название рэлеевского сдвига и заключается в следующем. Из начала координат (рис. 11.29) проводится прямая *в* под таким углом α к оси ординат, чтобы $\operatorname{tg}\alpha = N$, тогда при одинаковых масштабах I и H для данной намагниченности $I\operatorname{tg}\alpha = H_0$.

Вычтя из абсциссы H величину H_0, получим истинное поле h, что дает точку истинной кривой намагничивания, сдвинутой влево от экспериментальной кривой на величину H_0.

Проделав такой сдвиг для ряда точек, получаем истинную кривую намагничивания образца. Аналогичным образом производится сдвиг петли гистерезиса.

§ 145. Постоянные магниты. Формальная теория магнетизма

Если образец, например цилиндр или брусок из магнитожесткого материала, намагнитить в поле, значительно превышающем коэрцитивную силу материала, то образец остается намагниченным, а остаточная индукция образца B_d будет несколько меньше остаточной индукции материала B_r. Намагниченные таким путем ферромагнитные тела называются постоянными магнитами. Они могут встречаться и в природе в виде намагниченных кусков железной руды, например магнитного железняка. Применение их в качестве компасов, указывающих направление север — юг, было известно еще в древнем Китае.

В начале XVII столетия Джильберт исследовал свойства постоянных магнитов и создал основы формальной теории магнетизма. Эта теория, подобно появившейся несколько раньше теории электричества Дюфе, исходила из представления о двух «магнитных жидкостях» — северном и южном магнетизме, которые сосредоточивались в двух полюсах магнита и которые взаимодействовали аналогично тому, как взаимодействуют положительные и отрицательные электрические заряды. Таким образом было введено понятие о «магнитной массе» m или о количестве магнетизма. Количество магнетизма пропорционально намагниченности I, которая рассматривается как поверхностная плотность магнетизма σ_m, аналогично тому, как нормальная

UNREGISTERED COPY OF SCANPAPYRUS

слагающая электрической поляризации $P\cos(\widehat{Pn})$ численно равна поверхностной плотности связанных электрических зарядов σ_e.

Следовательно,

$$m = \sigma_m S. \qquad (145,1)$$

После установления Кулоном закона взаимодействия электрических зарядов им же был установлен аналогичный закон взаимодействия магнитных масс в виде:

$$f = k \cdot \frac{m_1 m_2}{\mu r^2}, \qquad (145,2)$$

где m_1 и m_2 — точечные магнитные заряды, сосредоточенные на полюсах магнита, r — расстояние между ними, μ — относительная магнитная проницаемость среды.

Приравниваем единице коэффициент пропорциональности в формуле (145,2) и устанавливаем единицу измерения количества магнетизма в системе СГСМ.

В системе СИ закон Кулона имеет вид:

$$f = \frac{m_1 m_2}{4\pi\mu_0 \mu r^2}. \qquad (145,3)$$

Совершенно аналогично тому, что мы имели в электростатике, была создана магнитостатика: были введены понятия о напряженности магнитного поля H как отношения силы f к величине магнитной массы, на которую эта сила действует:

$$H = \frac{f}{m}, \tag{145,4}$$

понятие о магнитном потенциале φ_m в данной точке поля как работе перемещения единичной магнитной массы из данной точки в бесконечность и т. д. Эта теория в настоящее время носит название формальной теории магнетизма.

Выше была изложена современная теория ферромагнетизма, из которой следует, что никаких магнитных масс не существует, а магнитные явления вызываются электрическими токами. Однако формальная теория магнетизма с ее магнитными массами в некоторых случаях дает возможность производить простые расчеты и построения. Так, всякие расчеты взаимодействия постоянных магнитов, построение зачастую весьма сложных картин магнитных полей магнитов и т. д. весьма удобно производить, пользуясь понятием магнитных масс, т. е. методами формальной теории магнетизма.

Понятие фиктивных магнитных масс может быть заменено реальными магнитными потоками. Действительно, вместо магнитной массы m можно написать произведение плотности поляризации магнитных зарядов σ_m на площадь полюса S, но величина σ_m равна намагниченности I, подобно тому как плотность поляризационных электрических зарядов σ'_e равна модулю вектора поляризации P (см. § 33). Следовательно,

$$m = \sigma_m S = IS = \Phi, \tag{145,5}$$

так как для постоянного магнита внешнего поля нет, $H=0$ и $B = I$.

Закон Кулона для магнетизма можно записать так:

$$f = \frac{\Phi_1 \Phi_2}{4\pi\mu_0\mu r^2}. \tag{145,6}$$

Поле постоянного магнита, в отличие от поля соленоида или тока вообще, является не вихревым, а потенциальным, подобно электростатическому полю электрического заряда. Циркуляция вектора напряженности магнитного поля постоянного магнита равна нулю, как и циркуляция вектора напряженности кулоновского электростатического поля. Линии напряженности внутри постоянного магнита направлены, так же как и вне его, от северного полюса к южному (рис. 11.30, *а*). Поле постоянного магнита представляет собой поле диполя.

UNREGISTERED COPY OF SCANPAPYRUS

Любой ферромагнетик, будучи помещен в магнитное поле, намагничивается в той или иной степени и становится магнитом с двумя полюсами. Если магнитное поле создано током, например током в соленоиде, то оно является вихревым, намагниченные этим полем ферромагнетики создают поле, которое можно считать потенциальным, поэтому результирующее поле носит смешанный характер. На рисунке 11.30, *а*, *б*, *в* показаны поля постоянного магнита, соленоида и соленоида с ферромагнитным сердечником.

Качество материала для постоянного магнита определяется его остаточной индукцией и коэрцитивной силой. Так как постоянные магниты всегда используются для создания внешнего магнитного поля, они не могут быть замкнутыми, поэтому в них существует размагничивающее поле, уменьшающее остаточную индукцию. Это уменьшение может быть определено из следующего построения (рис. 11.31). Строится спинка петли гистерезиса $B_r A H_c$ материала и проводится линия размагничивания, как это описано в предыдущем параграфе. Точка A пересечения линии размагничивания со спинкой петли гистерезиса определяет рабочее состояние магнита, т. е. его остаточную индукцию B_d, и максимальную напряженность поля H_d в зазоре, равную напряженности размагничивающего поля в самом магните. Произведение $B_d H_d$ при изменении ра-

UNREGISTERED COPY OF SCANPAYRUS

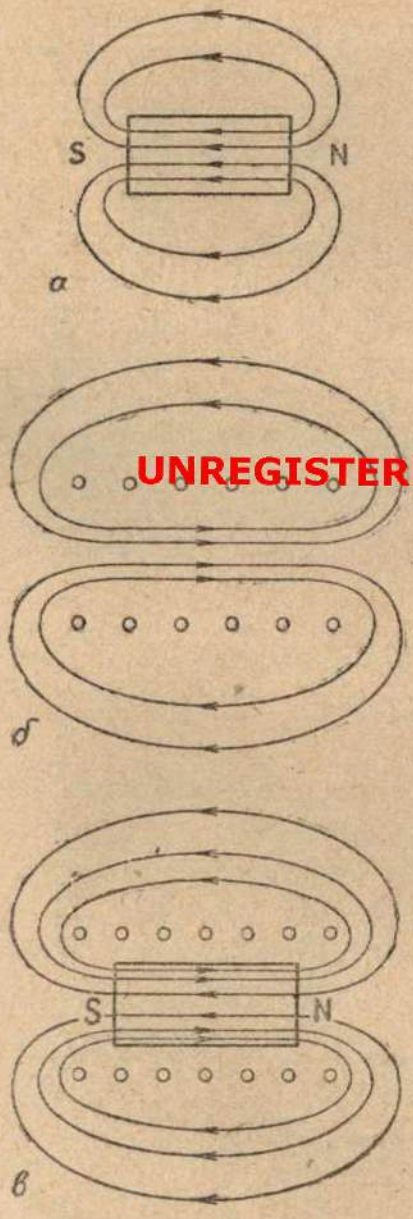


Рис. 11.30. Магнитное поле: *а* — постоянного магнита; *б* — соленоида; *в* — соленоида с сердечником.

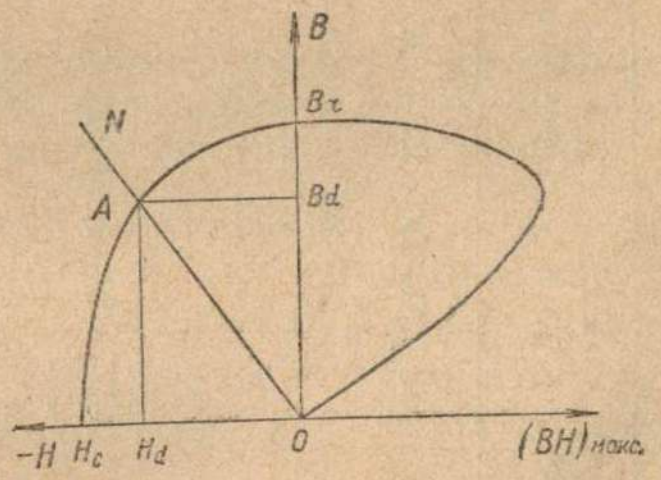


Рис. 11.31. Спинка петли гистерезиса магнитно-жесткого материала и кривая энергии постоянного магнита.

Таблица 13

Материал	Состав (кроме Fe), %	H_c, $\frac{а}{см}$	B_r, тл	$(BH)_{макс}$	Примечание
Углеродистая сталь	C—0,65; Mn—0,85	52	1	0,22	
Кобальтовая »	Co—35; W—5; Cr—3; C—0,9	315	0,9	1,2	
Альни	Al—12; Ni—25	625	0,7	1,75	Механической обработке не поддается
Альнико	Al—6; Ni—18; Co—35; Ti—8	1200	0,6	2,0	
Магнико	Al—8; Ni—13,5; Co—24; Cr—3	725	1,33	5,6	
Викэллой	Co—52; V—13	600	0,9	4,4	Механически обрабатывается
Металлокерамика	Co—30	625	0,8	2,1	Не обрабатывается
Феррит ферроксдюр	$BaO \cdot 6Fe_2O_3$	2000	0,30	2,3	
Сплав Pt—Co	Co—23,3; Pt—76,7	3400	0,45	5	
Сплав Mn—Bi	Mn—16,65; Bi—83,35	38 000	—	—	

UNREGISTERED COPY OF SCANPAPYRUS

бочей точки A магнита от значения B_r до значения H_c изменяется от нуля, проходит через максимум и опять падает до нуля. Это произведение отложено на правой части рисунка 11.31. Максимальное его значение достигает для лучших магнитно-жестких материалов 3—4.

Для того чтобы наилучшим образом использовать магнит, его следует сконструировать так, чтобы рабочая точка A соответствовала максимуму произведения BH. Это положение рабочей точки и показано на рисунке 11.31.

Выбор рабочей точки производится подбором размагничивающего фактора N, так как тангенс угла наклона линии размагничивания к оси ординат и есть величина N.

Наилучшими материалами для постоянных магнитов являются такие, у которых спинка петли гистерезиса имеет форму, близкую к прямоугольной. Большая коэрцитивная сила необходима для того, чтобы магнит был устойчив к случайным внешним магнитным полям.

Для повышения устойчивости магнита его подвергают так называемому старению, которое заключается в том, что магнит подвергается воздействию переменного магнитного поля небольшой частоты и амплитуды или нагреванию до 100° С. При этом его остаточная индукция B_d несколько уменьшается, но в дальнейшем она почти не меняется.

Характеристики основных магнитно-жестких материалов, применяемых для изготовления постоянных магнитов, приведены в таблице 13.

UNREGISTERED COPY OF SCANPAPYRUS

§ 146. Взаимодействие токов и магнитов. Влияние среды

Взаимодействие магнитных полюсов. Возьмем два постоянных магнита; допустим, что длина каждого из них так велика, что можно пренебречь действием второго полюса и рассматривать взаимодействие этих магнитов как взаимодействие уединенных магнитных полюсов. Взаимодействие таких полюсов определяется законом Кулона (145,3), следовательно, при помещении магнитов в среду с магнитной проницаемостью μ сила взаимодействия уменьшается в μ раз.

Взаимодействие токов определяется формулой Ампера (103,2) и вытекающим из нее соотношением (104,2). Сила взаимодействия

$$F = \frac{\mu_0 \mu i_1 i_2 l}{2\pi r}$$

зависит от магнитной проницаемости среды, увеличиваясь при помещении токов в сплошной однородный магнетик в μ раз.

Действие тока на магнит. Рассмотрим действие тока на магнит, который находится в магнитной среде с проницаемостью μ. Действие тока на магнит определяется полем тока H, которое от среды не зависит, и полем H', которое создается магнитной средой внутри магнита. Если магнит намагничен до насыщения, то внутри его проницаемость μ стремится к единице.

Если при этом магнит длинный и ориентирован по полю, то, так как собственное размагничивающее поле (§ 144) в этом случае отсутствует, напряженность поля внутри магнита будет такая же, как и в вакууме, следовательно, действие тока на магнит в данном случае не зависит от среды.

Если магнит имеет конечную длину, то в нем существует размагничивающее поле $H_{\text{о}}$, и поле в магните не равно полю в вакууме, действие тока на такой магнит будет сложным образом зависеть от формы магнита. То же будет и в том случае, когда магнит намагничен не до насыщения. Проницаемость вещества магнита больше единицы, поэтому внутреннее поле H' определяется магнитными свойствами как среды, так и самого магнита; простого общего закона взаимодействия в этом случае дать нельзя.

Действие магнита на ток. В вакууме это действие определяется формулой $F = iB_0 l \sin\alpha$, где $B_0 = \mu_0 H$, так как $\mu = 1$; при заполнении пространства однородным магнетиком индукция B увеличивается в μ раз, но напряженность поля, созданного полюсами постоянного магнита, уменьшается в μ раз, следовательно, сила действия магнита на ток останется неизменной: действие магнита на ток не зависит от среды.

UNREGISTERED COPY OF SCANPAPYRUS

§ 147. Магнитострикция. Магнитная вязкость

Магнитострикция. Так как атомы ферромагнитных веществ обладают магнитным моментом, то между атомами в кристаллической решетке существуют силы магнитного взаимодействия, стремящиеся сместить атомы в такое положение, при котором установится равновесие с упругими электрическими силами кристаллической решетки. Это положение равновесия наступает при некоторой деформации решетки, в результате чего уже при возникновении спонтанной намагниченности появляются внутренние напряжения, в особености на границах между доменами.

При намагничивании ферромагнетика деформируется весь образец, удлиняясь или укорачиваясь вдоль направления намагничивания и соответственно укорачиваясь или удлиняясь в поперечном к намагничиванию направлении. Такая деформация при намагничивании носит название магнитострикции. Она была впервые обнаружена Джоулем в 1847 г.

Количественно магнитострикция характеризуется отношением удлинения образца Δl к его первоначальной длине l:

$$\lambda = \frac{\Delta l}{l}. \qquad (147,1)$$

Величина λ носит название константы магнитострикции.

Железо в небольших полях, ряд железоникелевых сплавов и некоторые другие ферромагнетики при намагничивании удлиняются, их магнитострикция положительна. Никель, кобальт и ряд других ферромагнетиков обладают отрицательной магнитострикцией; при намагничивании они укорачиваются. Железо в полях около 400 *а/см* изменяет знак магнитострикции, этим свойством обладают и некоторые другие ферромагнетики. Очевидно, что в точке изменения знака магнитострикция равна нулю.

Числовое значение коэффициента магнитострикции λ порядка $10^{-5} - 10^{-6}$. Для чистого никеля эта величина $3 \cdot 10^{-5}$. Некоторые сплавы и ферриты имеют λ порядка 10^{-4}. Другие сплавы, например железоникелевый сплав с содержанием никеля 82%, имеют λ, близкое к нулю.

Очень большой магнитострикцией обладают некоторые редкоземельные ферромагнетики. Так у диспрозия при очень низких температурах константа магнитострикции почти на три порядка боль[illegible]

UNREGISTERED COPY OF SCANPAPYRUS

Явление магнитострикции получило очень большое практическое применение, в особенности для целей гидролокации, для устройства эхолотов, различных стабилизаторов частоты и т. д. Если на ферромагнитный сердечник нанести обмотку и питать ее током резонансной частоты, соответствующей размерам и материалу сердечника, то наступает магнитострикционный резонанс и амплитуда колебаний сердечника достигает заметной величины. Соответствующим подбором параметров можно получить магнитострикционный излучатель ультразвуковой частоты в несколько десятков или даже сотен тысяч герц. Эти колебания легко распространяются в воде, и, отражаясь от препятствий, например дна реки или моря, подводных лодок, скал, айсбергов и т. д., принимаются вновь на корабле, где установлен приемник. По времени между отправлением импульса ультразвуковых колебаний и возвращением отраженной волны легко определить расстояние до препятствия.

Зависимость намагниченности от времени. Магнитная вязкость. После изменения напряженности магнитного поля новое значение намагниченности устанавливается не мгновенно, а в течение некоторого промежутка времени, который в зависимости от напряженности поля, материала, температуры и некоторых других причин может лежать в пределах от сотых

долей микросекунды до десятков минут и больше. Причин этого отставания изменений намагниченности от изменений поля несколько.

Первая — это задерживающее действие индукционных вихревых токов, возникающих во всяком металлическом проводнике, при изменении напряженности поля. По закону Ленца, эти токи направлены так, что их магнитное поле противодействует вызвавшему их внешнему магнитному полю, ослабляя его внутри проводника, поэтому значение индукции B будет устанавливаться в проводнике постепенно, поток индукции B заполняет сечение проводника, проникая от наружных его частей к внутренним в течение некоторого промежутка времени. Для устранения такой задержки проводник расслаивается, его изготовляют из отдельных тонких изолированных один от другого листов или проволок. В ферритах, благодаря их очень высокому электрическому сопротивлению, эта причина практически отсутствует.

Вторая причина задержки установления нового магнитного состояния имеет магнитную природу и называется магнитной вязкостью. Явление это весьма сложное, и его нельзя свести к одному механизму. Различают по меньшей мере пять различных механизмов магнитной вязкости.

Первый механизм обусловлен инерцией спинов электронов и взаимодействием спинов с кристаллической решеткой. Время релаксации установления нового магнитного состояния, вызванного этой причиной, невелико, порядка $10^{-8} - 10^{-10}$ *сек*. Следовательно, этот вид вязкости проявляется только при помещении ферромагнетика в магнитное поле высокой частоты.

UNREGISTERED COPY OF SCANPAPYRUS

Второй механизм вязкости обусловлен вихревыми микротоками, возникающими при движении границ между доменами. Эти микротоки возникают независимо от существования микроскопических вихревых токов в проводнике, они имеют место даже в ферритах, где, по-видимому, существуют прослойки магнетита с более высокой проводимостью. Как показал Б. А. Введенский, задерживающее действие вихревых токов пропорционально удельной электропроводности γ и дифференциальной магнитной проницаемости $\frac{dB}{dH} = \mu_d$. Так как μ_d есть тангенс угла наклона кривой намагничивания или петли гистерезиса к оси абсцисс, то, очевидно, вихревые микротоки сильнее всего будут проявляться на крутых участках кривой намагничивания и спинки петли гистерезиса, а намагниченность на этих участках устанавливается медленнее всего. Смещение границ между доменами в этих областях происходит, как это мы видели в § 139, скачкообразно, кривая намагничивания имеет ступенчатый характер. Изменение намагниченности во времени также носит ступенчатый характер. Если на оси абс-

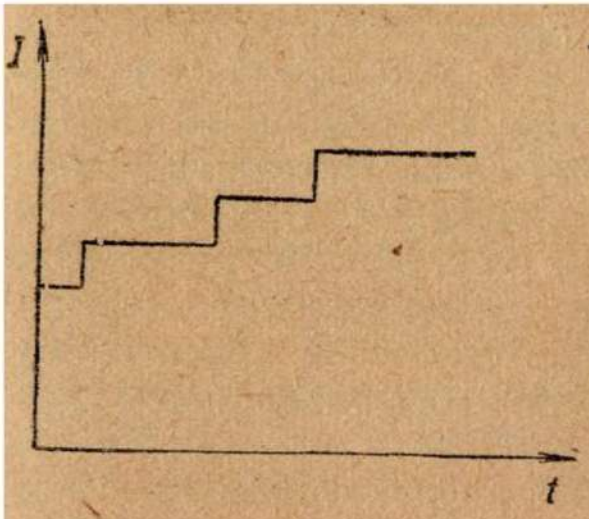


Рис. 11.32. Рост намагниченности ферромагнетика во времени.

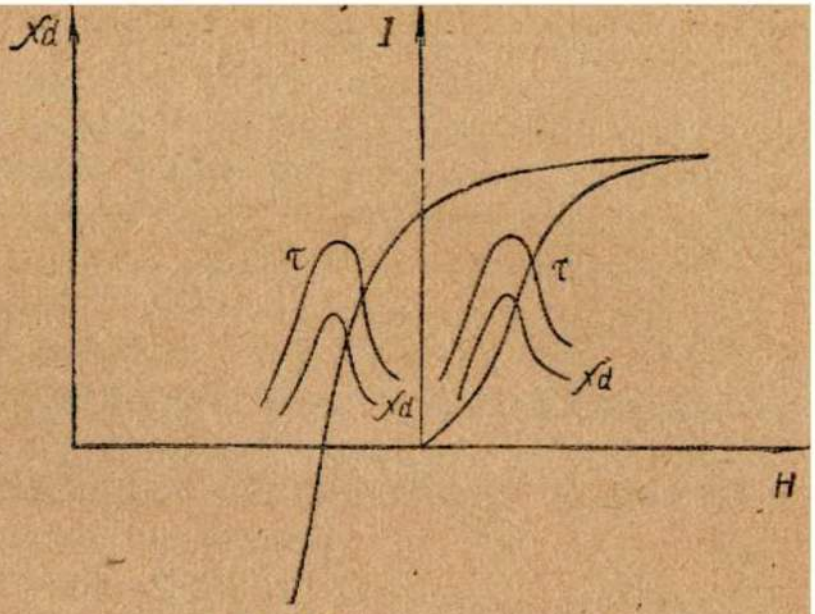


Рис. 11.33. Кривые магнитной вязкости и дифференциальной восприимчивости.

цисс отложить время, а на оси ординат — намагниченность, то получается ступенчатая линия, изображенная на рисунке 11.32. Эта линия получена на одном опыте с растянутым железоникелевым сплавом. Каждая ступенька на такой кривой является запаздывающим, вязкостным скачком намагниченности. При других напряженностях поля, где значения μ_d меньше, время установления магнитного состояния (время релаксации) уменьшается. Это время τ для ферромагнетиков со вторым механизмом вязкости пропорционально дифференциальной проницаемости или восприимчивости. На рисунке 11.33 показан ход кривых вязкости τ и дифференциальной восприимчивости $\chi_d = \frac{dI}{dH}$, в зависимости от H. Связь между временем релаксации τ, дифференциальной восприимчивостью χ_d и абсолютной температурой T в области необратимых смещений доменных границ для Fe, Ni, Co и некоторых других ферромагнетиков устанавливается первым правилом магнитной вязкости

$$\tau = A \cdot \frac{\chi_d}{T}, \qquad (147,2)$$

где A — константа. Для большинства сплавов и ферритов зависимость τ от χ_d и T сложнее.

Третий механизм вязкости определяется диффузией атомов примесей в кристаллической решетке. Наличие примесей создает внутренние напряжения, на которых задерживается доменная граница при своем движении после изменения поля. После того как атомы примесей продиффундируют на новые места, граница получает возможность двигаться дальше, и происходит вязкостное изменение намагниченности с большим временем релаксации.

UNREGISTERED COPY OF SCANPAPYRUS

Четвертый механизм вязкости определяется процессами флуктуации энергии. Этот механизм преимущественно действует в области смещения границ. При изменении напряженности поля некоторые домены получают несколько меньше энергии, чем им требуется для перемагничивания. Они остаются в «наклюнувшемся» состоянии до тех пор, пока в результате тепловой или магнитной флуктуации они не получат энергию, которая вызовет их перемагничивание. В случае крупных доменов, которые получаются у растянутых материалов и высококоэрцитивных сплавов, необходимое для перемагничивания такого домена количество энергии велико, а флуктуация большого количества энергии происходит довольно редко и длительность вязкостных процессов становится весьма значительной.

Пятый механизм вязкости связан с диффузией электронов между ионами двухвалентного и трехвалентного железа. Переход электрона от двухвалентного иона к трехвалентному превращает последний в двухвалентный ион. Такой процесс аналогичен диффузионной «мене местами» самих ионов, но происходит значительно легче и быстрее ввиду малой энергии электронов и их большей подвижности.

§ 148. Парамагнитный резонанс

UNREGISTERED COPY OF SCANPAPYRUS

В § 131 была описана ларморовская прецессия магнитных моментов электронов в магнитном поле. Круговая частота этой прецессии

$$\Omega = g \cdot \frac{\mu_0 e}{2m} H_0, \qquad (148,1)$$

где g-фактор равен 2 для случая прецессии спинов свободных электронов. Если парамагнитное вещество, атомы которого обладают магнитным моментом, поместить во взаимно перпендикулярное постоянное и высокочастотное магнитное поле, то при равенстве частоты переменного поля и частоты ларморовской прецессии, определяемой величиной постоянного магнитного поля H_0, наступит явление парамагнитного электронного резонанса.

Как известно (см. курс теории колебаний), при резонансе происходит увеличение амплитуды колебаний, сопровождаемое поглощением энергии. Исследуемый образец помещается в волноводе в пучности магнитной стоячей волны частоты ω. Перпендикулярно к направлению вектора H этой волны прикладывается постоянное поле H_0 электромагнита. Изменяя напряженность H_0 постоянного поля, добиваются совпадения определяемой этим полем ларморовской частоты Ω с частотой ω переменного магнитного поля. Прошедшая через образец элек-

тромагнитная волна детектируется и измеряется ее энергия. При наступлении резонанса резко возрастает поглощение энергии в образце и на экране осциллографа можно наблюдать резонансную кривую поглощения или ее производную.

Электронный парамагнитный резонанс дает возможность получить много сведений о состоянии электронов в веществе, о связях между атомами, обнаруживать присутствие небольших примесей атомов с иными магнитными моментами. В химии и биологии он применяется при исследовании свободных радикалов и во многих других случаях.

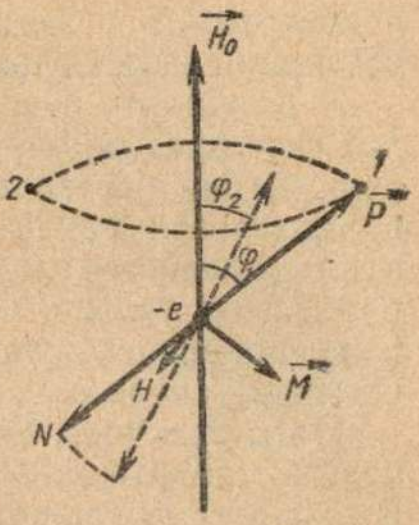


Рис. 11.34. К объяснению парамагнитного резонанса.

Строгая теория парамагнитного резонанса дается в квантовой механике, которая объясняет все особенности этого явления, например расщепление резонансных линий, образующих тонкую и сверхтонкую структуру и т. д.

Упрощенное (классическое) объяснение парамагнитного резонанса заключается в следующем. Пусть постоянное магнитное поле H_0 образует угол φ с магнитным моментом $\vec{P}$ электрона. Момент $\vec{P}$ прецессирует вокруг направления H_0 с угловой скоростью $\Omega = g \cdot \frac{\mu_0 e}{2m} H_0$. Переменное высокочастотное поле H, перпендикулярное постоянному полю H_0, в данный момент направлено к наблюдателю (рис. 11.34). Это поле создает с моментом $\vec{P}$ вращающий момент $\vec{M} = [\vec{P}\vec{H}]$, складываясь со спиновым механическим моментом N электрона, он стремится уменьшить угол φ, приближая вектор $\vec{P}$ к направлению поля H_0.

Если частота ω высокочастотного поля H равна частоте Ω ларморовской прецессии, то при повороте вектора $\vec{P}$ на 180° из положения *1* в положение *2* поле H также изменит знак и окажется направленным от наблюдателя, следовательно, суммарный механический вращающий момент по-прежнему будет стремиться уменьшить угол прецессии.

Если первоначальная ориентировка поля H относительно момента $\vec{P}$ была иной, то результирующий вращающий момент может не уменьшать, а увеличивать угол φ, следовательно, часть магнитных моментов может стремиться установиться антипараллельно магнитному полю H_0, что приведет к расщеплению уровня энергии электрона в магнитном поле на два

UNREGISTERED COPY OF SCANPAPYRUS

подуровня. Энергия при антипараллельной ориентации больше, чем при параллельной.

В результате взаимодействия с соседними атомами происходят переходы электронов с одного энергетического уровня на другой; при переходе с высшего уровня на низший (из антипараллельной ориентации магнитных моментов в параллельную) выделяется энергия, обычно в виде тепла. При переходе с низшего уровня на высший (из параллельной ориентации в антипараллельную) энергия поглощается за счет высокочастотного поля.

Надо заметить, что значения g-фактора, равные 2, для спинового момента имеют место лишь для свободных электронов. В конденсированных средах в результате взаимодействия с соседними атомами значение g-фактора будет отлично от 2. Измерение g-фактора из парамагнитного резонанса и дает важные сведения о связях электронов в веществе.

Парамагнитный резонанс был открыт советским ученым Е. К. Завойским в 1944 г.

§ 149. Ферромагнитный резонанс

Электронный резонанс в ферромагнетиках значительно сложнее, чем в парамагнетиках. Причинами этого являются спонтанная намагниченность, доменная структура ферромагнетика и большие обменные силы, действующие между спинами электронов, в результате чего ферромагнетик является коллективной системой тесно связанных спинов, подобно тому как любое твердое тело является системой частиц, механически связанных упругими силами.

UNREGISTERED COPY OF SCANPAPYRUS

Во всем объеме образца, помещенного в однородное постоянное по амплитуде СВЧ магнитное поле, при частоте переменного поля в несколько тысяч мегагерц возникает однородная прецессия. От прецессии в парамагнетиках она отличается тем, что определяется не только внешним постоянным полем H_0, но и так называемым эффективным полем $H_{эфф}$, которое зависит не только от внешнего поля, но и от внутренних полей в ферромагнетике: поля анизотропии и размагничивающих полей, следовательно от формы образца. Частота однородной прецессии может быть найдена из решения уравнения Ландау и Лифшица:

$$\frac{d\vec{I}}{dt} = \gamma [\vec{I}\vec{H}_{эфф}], \qquad (149,1)$$

где γ — гиромагнитное отношение.

Наличие доменной структуры усложняет явление, вызывая дополнительные резонансные пики (резонанс доменных стенок).

Если магнитное СВЧ поле неоднородно, то появляются дополнительные резонансные пики, зависящие от размеров и формы образца. В тонких магнитных пленках легко получить системы стоячих спиновых волн. В ферромагнетике нельзя получить колебаний отдельного спина, обменные силы связывают все спины в домене в одну систему, подобную упругой системе. Возбуждение колебаний хотя бы в части такой спиновой системы вызывает колебания с соответствующим сдвигом по фазе в других частях системы, т. е. образование системы стоячих спиновых волн. Могут наблюдаться пик основной гармоники (частота однородной прецессии) и ряд пиков первой, второй и т. д. гармоник.

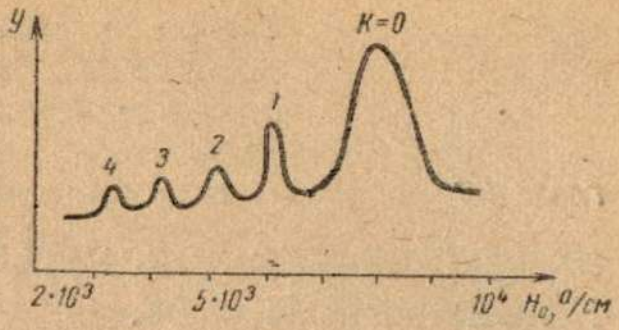


Рис. 11.35. Осциллограмма резонансных пиков однородной прецессии и спинволнового резонанса.

На рисунке 11.35 показаны резонансные пики системы спиновых волн в пермалоевой пленке. При ферромагнитном резонансе наблюдается целый ряд интересных, так называемых нелинейных эффектов.

Для практических применений ферромагнитного резонанса существенное значение имеет ширина линии резонансного поглощения (ширина резонансного пика в его средней части). Чем уже эта линия, тем меньше потери энергии в ферромагнетике и тем меньше мощность, затрачиваемая на работу установки, в которой используется явление ферромагнитного резонанса. В ферромагнитных кристаллах, например в иттриевом гранате, ширина линии резонансного поглощения может быть доведена до нескольких десятых ампера на сантиметр. Ширина линии, как это видно на рисунке 11.35, измеряется в единицах напряженности магнитного поля.

UNREGISTERED COPY OF SCANPAPYRUS

Из наблюдений ферромагнитного резонанса можно определить намагниченность насыщения ферромагнетика, константу анизотропии, гиромагнитное отношение, дисперсию анизотропии (разброс осей спинов в ферромагнитной пленке) и другие физические величины.

Ферромагнитный резонанс и изученные на его основе нелинейные явления широко используются в современной технике в ферромагнитных усилителях и генераторах, различных, так называемых невзаимных устройствах (циркуляторах, вентилях), ограничителях СВЧ мощности и т. д.

ЭЛЕКТРОПРОВОДНОСТЬ МЕТАЛЛОВ И ПОЛУПРОВОДНИКОВ. КОНТАКТНЫЕ ЯВЛЕНИЯ

§ 150. Природа металлической проводимости

Представление об электрическом токе в металле как об упорядоченном движении электронов прочно установилось в начале текущего столетия. Это представление основывалось на электронной теории П. Друде, Г. Лорентца, А. Зоммерфельда и ряде классических опытов, подтверждающих положения электронной теории.

Один из таких опытов — это опыт Э. Рике, доказывающий, что при протекании тока в металлах не происходит переноса вещества, что неминуемо имело бы место, если бы в проводимости участвовали ионы. Опыт заключается в том, что через три очень хорошо пришлифованных своими торцовыми поверхностями цилиндра: медный, алюминиевый и снова медный — пропускался ток в течение около года, при этом в цепи было перемещено около $3{,}5 \cdot 10^6$ *к* электричества. Однако взвешивание, произведенное до и после опыта, показало, что масса цилиндров (с точностью до $0{,}03 \cdot 10^{-3}$ *г*) осталась неизменной.

UNREGISTERED COPY OF SCANPAPYRUS

Ряд других опытов продемонстрировал инерционность подвижных носителей тока и позволил установить знак носителей тока, а также отношение их заряда к массе.

Представим себе незаряженный металлический проводник, движущийся с некоторой скоростью v (рис. 12.1). Между атомами или ионами металла, образующими кристаллическую решетку, находятся подвижные носители тока, знак которых должен быть обратным знаку ионов решетки, так как металл в целом электрически нейтрален. При резком торможении проводника подвижные, слабо связанные с решеткой носители тока должны по инерции смещаться вперед, как смещаются люди, стоящие в вагоне при его торможении.

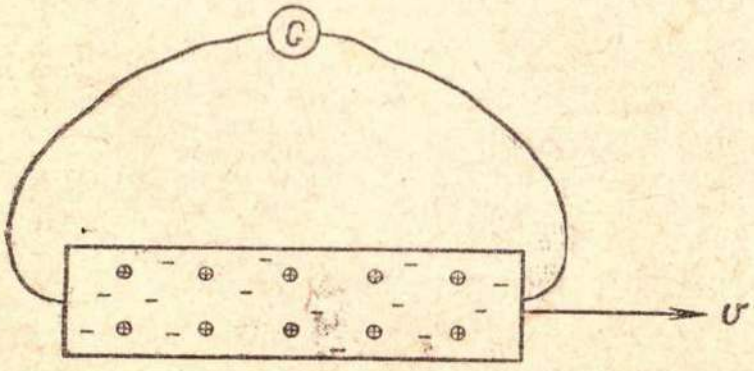


Рис. 12.1. К пояснению идеи опытов Толмена и Стюарта.

Смещение зарядов создает ток в цепи баллистического гальванометра, присоединенного к концам проводника. По направлению тока можно определить знак носителей тока, а зная еще размеры и сопротивление проводника, можно вычислить отношение заряда носителя к его массе. Такие опыты были осуществлены в 1916 г. Р. Толменом и Д. Стюартом. Идея этих опытов была высказана Л. И. Мандельштамом и Н. Д. Папалекси в 1913 г. Схема опытов Толмена и Стюарта следующая: катушка из большого числа витков тонкой медной проволоки (рис. 12.2) приводилась в быстрое вращение, скорость которого достигала 300 *м/сек*. Концы катушки были присоединены к двум проводам, ведущим к баллистическому гальванометру. При резком торможении катушки баллистический гальванометр давал отброс, по направлению которого было установлено, что в проводнике смещаются отрицательные заряды. Отношение заряда носителей тока к их массе можно вычислить из следующих соображений. Кинетическая энергия движущихся зарядов при торможении уменьшается на величину

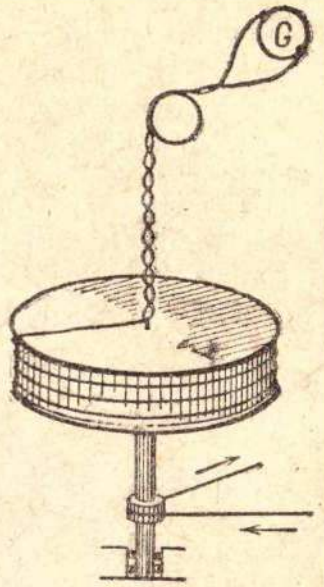


Рис. 12.2. Схема опытов Толмена и Стюарта.

UNREGISTERED COPY OF SCANPAPYRUS

$$-dW = n_0 Sld\left(\frac{mv^2}{2}\right) = n_0 Slmvdv, \qquad (150,1)$$

где Sl — объем проволоки, n_0 — число носителей тока в единице объема, m — масса одного носителя и v — скорость движения проводника. Изменение кинетической энергии dW связано с выделяемым джоулевым теплом соотношением:

$$-dW = dQ = i^2 Rdt = iRdq = en_0 vSRdq. \qquad (150,2)$$

Величина тока i заменена через произведение плотности тока на площадь проводника, а плотность $j = en_0 v$. Приравняв выражения (150,1) и (150,2), получим:

$$-n_0 Slmvdv = en_0 vSRdq, \qquad (150,3)$$

откуда

$$dq = -\frac{m}{e} \cdot \frac{ldv}{R}. \qquad (150,4)$$

Интегрируя (150,4), получим:

$$q = -\frac{ml}{eR}\int_v^0 dv = \frac{mlv}{eR}, \qquad (150,5)$$

а искомое отношение заряда к его массе

$$\frac{e}{m} = \frac{lv}{Rq}. \qquad (150,6)$$

Опыты Толмена и Стюарта дали значение $\frac{e}{m}$ для проводника из Cu — $1{,}60 \cdot 10^{11}$ *к/кг*, для Al — $1{,}54 \cdot 10^{11}$ *к/кг*, для Ag — $1{,}49 \cdot 10^{11}$ *к/кг*. Найденное из опытов по отклонению пучка электронов в электрическом и магнитном полях значение $\frac{e}{m}$ для электрона равно $1{,}77 \cdot 10^{11}$ *к/кг* (§ 111), что, учитывая трудности опытов Толмена и Стюарта, можно считать достаточно хорошим совпадением.

Таким образом, было установлено, что *электрический ток в металлических проводниках представляет собой упорядоченное перемещение электронов, происходящее под действием электрического поля.*

§ 151. Классическая электронная теория электропроводности металлов

Описанные в предыдущем параграфе опыты подтверждают представление [illegible] металлического проводника. Кристаллическая решетка металла состоит из положительных ионов, между которыми перемещаются электроны проводимости.

UNREGISTERED COPY OF SCANPAPYRUS

Электроны проводимости взаимодействуют с ионами решетки, механизм этих взаимодействий предположим таким же, как и механизм взаимодействия молекул реальных газов (см. «Молекулярную физику»).

Обозначим через $\bar{\lambda}$ среднюю длину свободного пробега электрона по аналогии со средней длиной свободного пробега молекулы в кинетической теории газов. Благодаря хаотичности теплового движения электронов при отсутствии внешнего электрического поля никакого преимущественного перемещения электронов нет, следовательно, нет и электрического тока. При наложении электрического поля напряженностью E появляется смещение движущихся электронов в направлении, противоположном направлению поля (ввиду отрицательного заряда электронов). На хаотическое тепловое движение электронов накладывается смещение, так называемый дрейф электронов, который и представляет собой электрический ток. На рисунке 12.3 показана траектория электрона в отсутствие внешнего поля, а на рисунке 12.4 — путь того же электрона при наличии внешнего поля. Конечное положение электрона по истече-

нии некоторого времени t в первом случае будет в точке B, во втором случае — в точке B'. Разность положений точек B и B' дает смещение электрона во время дрейфа за время t.

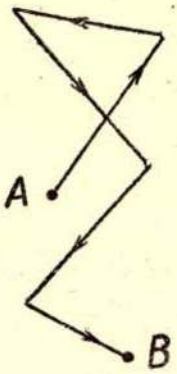


Рис. 12.3. Движение электрона проводимости в металле без внешнего электрического поля.

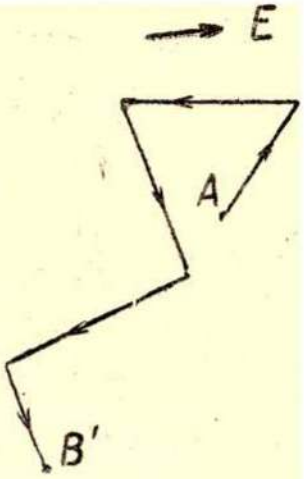


Рис. 12.4. Движение электрона проводимости в металле при наличии электрического поля.

Взаимодействие электронов с ионами кристаллической решетки является причиной электрического сопротивления проводника. При взаимодействии электрон передает решетке избыточную кинетическую энергию, полученную им за время свободного пробега в электрическом поле. В результате этого увеличивается амплитуда колебаний ионов решетки и температура металла повышается. Это нагревание проводника при прохождении тока, описываемое законом Джоуля—Ленца.

Таким образом, электрическое сопротивление можно рассматривать как некоторое внутреннее трение, несколько похожее на внутреннее трение в газах и жидкостях. Пользуясь этими положениями, можно теоретически получить закон Ома.

UNREGISTERED COPY OF SCANPAPYRUS

По классической теории Друде — Лоренца электрон обладает такой же энергией теплового движения, как и молекула одноатомного газа, т. е.

$$\frac{mv^2}{2} = \frac{3}{2} kT.$$

Найдя отсюда тепловую скорость v_m электрона при комнатной температуре, получим $v_m \approx 10^7$ *см/сек*. Среднее время свободного пробега электронов $\bar{\tau} = \frac{\bar{\lambda}}{v_m}$, однако значение средней длины свободного пробега $\bar{\lambda}$ неизвестно, его можно полагать по порядку равным нескольким десяткам значений постоянной решетки d. За время между двумя столкновениями с ионами решетки приращение скорости электрона может быть найдено из второго закона Ньютона:

$$f\tau = m\Delta v. \qquad (151,1)$$

А так как сила $f = -eE$, то

$$\Delta v = -\frac{e}{m} E\tau. \qquad (151,2)$$

Скорость дрейфа электронов равна среднему значению изменения скорости за время свободного пробега электрона:

$$u = \frac{1}{2}\left(0 - \frac{e}{m}E\bar{\tau}\right) = -\frac{e}{2m}E\bar{\tau}. \qquad (151,3)$$

А так как плотность тока равна:

$$j = -n_0 e u, \qquad (151,4)$$

где n_0 — число электронов проводимости в единице объема, то, подставляя в (151,4) значение u из (151,3), получим:

$$j = \frac{e^2}{2m} n_0 E\bar{\tau} = \gamma E, \qquad (151,5)$$

т. е. закон Ома в дифференциальной форме. Удельную электропроводность γ из (151,5) вычислить нельзя, так как неизвестна величина $\bar{\tau}$.

Удельную электропроводность γ из (151,5) можно представить так:

$$\gamma = \frac{n_0 e^2 \bar{\tau}}{2m} = \frac{n_0 e^2 \bar{\lambda}}{2m\bar{v}_m}, \qquad (151,6)$$

так как среднее время $\bar{\tau}$ пробега электрона между соударениями равно отношению средней длины свободного пробега $\bar{\lambda}$ к средней тепловой скорости электрона $\bar{v}_m$. Формула (151,6) объясняет зависимость электропроводности от температуры. Чем выше температура, тем больше тепловая скорость электронов, входящая в знаменатель выражения (151,6). От температуры зависит также средняя длина пробега $\bar{\lambda}$ электрона; с повышением температуры она уменьшается из-за увеличения интенсивности тепловых колебаний решетки.

UNREGISTERED COPY OF SCANPAPYRUS

Порядок скорости дрейфа электронов можно найти из следующих соображений. Число электронов проводимости n_0 для большинства металлов можно положить равным числу атомов в единице объема. Его можно рассчитать так: n_0 относится к числу Авогадро так, как плотность ρ относится к атомному весу A, т. е.

$$\frac{n_0}{N} = \frac{\rho}{A}. \qquad (151,7)$$

Подставляя в (151,4), получим:

$$u = -\frac{j}{n_0 e} = -\frac{jA}{Ne\rho}. \qquad (151,8)$$

Для большинства металлов отношение атомного веса к плотности порядка 10, произведение $Ne = 6{,}024 \cdot 10^{23} \cdot 1{,}6 \cdot 10^{-19} =$

$= 96\,521$ *к/моль* $\approx 10^5$ *к/моль*. При плотности тока $j = 10^3$ *а/см*^{2} для скорости получаем:

$$u \approx 0{,}1 \text{ см/сек}. \qquad (151{,}9)$$

Полученный результат может показаться противоречащим хорошо известному факту огромной скорости распространения электрического тока по цепи, эта скорость равна скорости света: $3 \cdot 10^{10}$ *см/сек*. Однако это лишь кажущееся противоречие, ибо скорость $3 \cdot 10^{10}$ *см/сек* — это скорость распространения электромагнитного поля вдоль проводов, а упорядоченное движение электронов в проводнике, происходящее с очень малой скоростью, возникает вследствие появления электрической составляющей E электромагнитного поля.

Аналогичный пример можно привести из области гидродинамики: если в длинную, наполненную водой трубу вдвигать поршень, то вода начнет выливаться из противоположного конца трубы через очень малый промежуток времени, определяемый скоростью распространения упругой деформации сжатия в воде. Эта скорость является аналогом скорости распространения электромагнитного поля вдоль проводов. Поступательное движение молекул воды в трубе происходит со скоростью движения поршня, эта скорость является аналогом скорости дрейфа электронов проводимости.

Из электронной теории можно получить и закон Джоуля — Ленца. Кинетическая энергия электрона, ускоряемого приобретает под действием электрического поля к концу пробега, учитывая формулу (151,2), равна:

UNREGISTERED COPY OF SCANPAPYRUS

$$\frac{m(\Delta v)^2}{2} = \frac{e^2\bar{\tau}^2E^2}{2m} = \frac{e^2\bar{\lambda}^2E^2}{2v_m^2 m}. \qquad (151{,}10)$$

Каждый из n_0 электронов, находящихся в единице объема проводника, испытывает $\frac{\bar{v}_m}{\bar{\lambda}}$ соударений в секунду. Предполагаем далее, что вся энергия электрона при соударениях передается атомам решетки и расходуется на нагревание. Для количества тепла Q', выделяемого за 1 *сек* в единице объема проводника, получим:

$$Q' = n_0 \cdot \frac{\bar{v}_m}{\bar{\lambda}} \cdot \frac{e^2\bar{\lambda}^2E^2}{2\bar{v}_m^2 m} = \frac{n_0 e^2 \bar{\lambda}}{2m\bar{v}_m} E^2. \qquad (151{,}11)$$

Подставив значение удельной электропроводности γ из (151,6), получим:

$$Q' = \gamma E^2 = \frac{1}{\rho} E^2, \qquad (151{,}12)$$

где ρ — удельное сопротивление проводника. Формула (151,12) выражает закон Джоуля — Ленца в дифференциальной форме.

Для записи его в обычной интегральной форме обе части (151,12) умножаем на сечение проводника S, его длину l и время t, тогда

$$t \cdot \frac{Sl}{\rho} E^2 = \frac{(lE)^2 t}{\rho \cdot \frac{l}{S}} = \frac{U^2}{R} t, \qquad (151,13)$$

где U — падение напряжения на сопротивлении R. Таким образом, классическая электронная теория приводит к теоретическому обоснованию основных законов постоянного тока.

§ 152. Затруднения классической электронной теории металлов

Рассмотренная в предыдущем параграфе классическая электронная теория металлов дает объяснение законов Ома и Джоуля — Ленца. Она объясняет также и ряд других явлений и свойств вещества, однако в ряде случаев выводы классической электронной теории противоречат опыту, что имеет место, например, в теории теплоемкости металлов.

Согласно классической теории, энергия электронов рассчитывается так же, как и энергия молекулы одноатомного газа по формуле:

UNREGISTERED COPY OF SCANPAPYRUS

$$\frac{m v_m^2}{2} = \frac{3}{2} kT.$$

Число электронов проводимости принимается близким к числу атомов, следовательно, энергия электронов в одном грамм-атоме металла будет:

$$w = N \cdot \frac{3}{2} kT = \frac{3}{2} RT, \qquad (152,1)$$

где k — постоянная Больцмана, N — число Авогадро, а R — универсальная постоянная, равная $2 \frac{кал}{моль \cdot град}$. Теплоемкость электронов в одном грамм-атоме металла будет равна:

$$c_a' = \frac{dw}{dT} = 3 \frac{кал}{г\text{-}атом \cdot град}, \qquad (152,2)$$

а поскольку атомная теплоемкость кристаллической решетки

$$c_a = 3Nk \approx 6 \frac{кал}{г\text{-}атом \cdot град},$$

то полная атомная теплоемкость металла должна равняться $9 \frac{кал}{г\text{-}атом \cdot град}$. В действительности же эта теплоемкость всегда близка к 6, следовательно, электроны не вносят сколько-нибудь существенного вклада в теплоемкость металла.

Кроме теории теплоемкости, имеется еще ряд вопросов, в которых выводы классической электронной теории существенно расходятся с данными опыта. Эти расхождения устраняются только современной квантовой теорией металлов, основные положения которой будут рассмотрены ниже. Однако выводы классической теории в большинстве случаев дают правильные качественные результаты, а при высоких температурах они согласуются с опытом и количественно. Здесь мы имеем сходство с теорией теплоемкости, где при высоких температурах результаты классической и квантовой теорий совпадают.

§ 153. Связь между теплопроводностью и электропроводностью металлов. Закон Видемана и Франца

Одним из выводов классической электронной теории является установление связи между электропроводностью металлов и их теплопроводностью. Действительно, обладая энергией теплового движения, электроны проводимости участвуют в переносе тепла в металле, и чем выше концентрация электронов n_0, от которой зависит электропроводность, тем больше и теплопроводность металла. Пропорциональность электропроводности и теплопроводности была установлена опытным путем Видеманом и Францем. Закон Видемана и Франца имеет вид:

UNREGISTERED COPY OF SCANPAPYRUS

$$\frac{\chi}{\gamma} = AT, \tag{153,1}$$

где χ — коэффициент теплопроводности, T — абсолютная температура, A — константа. Закон хорошо выполняется для большинства металлов при высоких температурах. Константа A может быть вычислена, так как коэффициенты теплопроводности χ и электропроводности γ известны. В молекулярной физике установлено, что

$$\chi = \frac{1}{3} n_0 m c_V \bar{x}_m \bar{\lambda}, \tag{153,2}$$

а так как

$$c_V n_0 m = c_V \rho = \frac{3}{2} n_0 k, \tag{153,3}$$

то

$$\chi = \frac{1}{2} n_0 k \bar{v}_m \bar{\lambda}. \qquad (153,4)$$

Взяв отношение χ и γ (последняя определяется из 151,6), получим:

$$\frac{\chi}{\gamma} = \frac{\frac{1}{2} n_0 k \bar{v}_m \bar{\lambda}}{\frac{1}{2} \cdot \frac{n_0 e^2 \bar{\lambda}}{m \bar{v}_m}} = \frac{m \bar{v}_m^2 k}{e^2} = \frac{3k^2}{e^2} T = AT. \qquad (153,5)$$

Здесь учтено, что $m\bar{v}_m^2 = 3kT$.

Универсальная константа A не зависит от рассматриваемого металла, ее числовое значение $5{,}3 \cdot 10^{-9}$, если χ выражено в единицах СГС, а γ — в $ом^{-1} \cdot см^{-1}$.

При выводе выражения (153,5) предполагалось, что все электроны имеют одинаковую среднюю скорость $\bar{v}_m$. Однако из кинетической теории газов известно, что скорости газовых молекул различны, а закон распределения молекул по скоростям (по Максвеллу) имеет вид:

$$dn = \frac{4}{\sqrt{\pi}} n \left(\frac{m}{2kT}\right)^{\frac{3}{2}} e^{-\frac{u^2 m}{2kT}} u^2 du, \qquad (153,6)$$

UNREGISTERED COPY OF SCANPAPYRUS

где dn — число молекул из общего их числа n, скорости которых лежат в пределах от u до $u+du$. Естественно предположить, как это сделал Лорентц, что электроны также подчиняются максвелловскому распределению, а тогда формула (153,5) принимает иной вид, вместо числового коэффициента 3, входит коэффициент 2:

$$\frac{\chi}{\gamma} = \frac{2k^2}{e^2} T. \qquad (153,7)$$

Однако последняя формула дает значительно худшее согласие с опытом, чем «неуточненная» формула (153,5). Получившееся расхождение было устранено Зоммерфельдом, который применил к электронному газу не классическую статистику, на которой основывается классическая максвелловская теория газов, а квантовую статистику Ферми — Дирака.

Выведенное на основе квантовой теории выражение для закона Видемана — Франца имеет вид:

$$\frac{\chi}{\gamma} = \frac{\pi^2}{3} \cdot \frac{k^2}{e^2} T, \qquad (153,8)$$

что дает очень хорошее согласие с опытом.

§ 154. Явление Холла. Определение концентрации носителей тока

Явление Холла принадлежит к группе гальваномагнитных явлений, относящихся к изменению электрических свойств проводников и полупроводников под влиянием магнитного поля. Рассмотрим проводник в форме прямоугольного бруска, по которому идет постоянный ток с плотностью j (рис. 12.5). Перпендикулярно к проводнику направлено магнитное поле, напряженность которого H. К двум точкам или линиям A и B на противоположных гранях бруска присоединены электроды, соединенные с чувствительным гальванометром или потенциометром. Электроды устанавливаются так, чтобы в отсутствие магнитного поля H потенциалы зондов A и B были одинаковыми, тогда гальванометр не дает отклонения. При появлении магнитного поля напряженностью порядка нескольких тысяч ампер на сантиметр между зондами возникает разность потенциалов, величина которой пропорциональна напряженности поля H, плотности тока j и расстоянию между зондами l, а именно:

$$U = RHjl. \qquad (154,1)$$

Коэффициент R зависит от вещества и носит название **постоянной Холла**.

Электр[illegible] следствие действия на электроны проводимости силы Лорентца. Если u есть средняя скорость дрейфа электронов, то сила Лорентца, действующая на каждый электрон в направлении, перпендикулярном к j и H, равна:

$$f = euB = eu\mu_0 H. \qquad (154,2)$$

Эта сила вызывает смещение электронов (и вообще носителей тока) перпендикулярно к направлению их движения по правилу левой руки. При направлении тока, показанном на рисунке 12.5, электроны проводимости смещаются вверх, следовательно, верхний зонд A получит некоторый отрицательный потенциал, а нижний зонд B — положительный. Если носителями тока являются положительные заряды, то их смещение также происходит вверх, но теперь зонд A получит положительный потенциал, а зонд B — отрицательный. Следовательно, по знаку возникающей разности потенциалов Холла можно определить знак заряда носителей

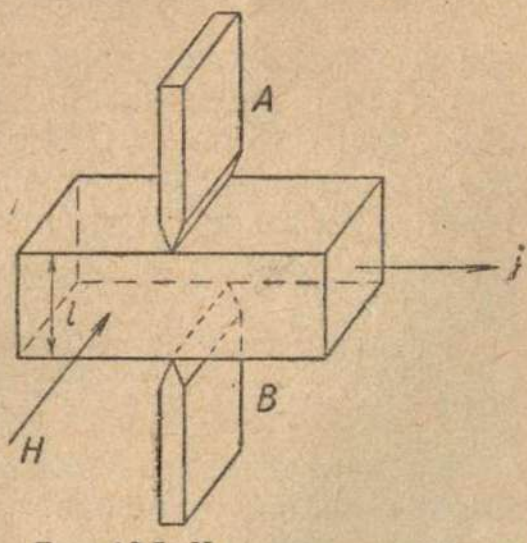


Рис. 12.5. К пояснению явления Холла.

UNREGISTERED COPY OF SCANPAPYRUS

тока. В результате смещения носителей тока в бруске возникает поперечное электрическое поле E, перпендикулярное к векторам j и H. Сила, с которой это поле действует на носитель тока, уравновешивается силой Лоренца:

$$eu\mu_0 H = euB = eE,$$

откуда

$$E = \mu_0 uH. \tag{154,3}$$

Разность потенциалов Холла

$$U = El = \mu_0 uHl. \tag{154,4}$$

Так как плотность тока $j = n_0 eu$, то заменяя в (154,4) скорость носителей u через $\frac{j}{n_0 e}$, получим:

$$U = \frac{\mu_0}{n_0 e} ljH. \tag{154,5}$$

Это выражение дает по (154,1) такое значение для постоянной Холла:

$$R = \frac{1}{n_0 e}. \tag{154,6}$$

Измерив U и зная l, j и H, находим постоянную R, а по ней вычисляем концентрацию свободных носителей тока n_0, которая играет исключительно важную роль в теории металлов и полупроводников.

UNREGISTERED COPY OF SCANPAPYRUS

Найденное выражение постоянной Холла дает возможность найти концентрацию носителей тока, а также еще одну важную характеристику проводника — подвижность носителей тока, если известна удельная электропроводность γ. Действительно, электропроводность

$$\gamma = en_0 w, \tag{154,7}$$

где w — подвижность носителей, т. е. скорость, полученная носителем при прохождении разности потенциалов, равной единице. Определив из (154,6) концентрацию n_0, которая для металлов оказывается величиной порядка 10^{22} на кубический сантиметр, далее из (154,7) находим w. Величина w для разных металлов лежит в пределах от 5,8 *см²/сек·в* для Zn до 56 *см²/сек·в* для Ag.

Рассчитанное по концентрации n_0 и плотности металла ρ среднее число электронов проводимости на один атом оказывается равным от 0,53 у Li до 2,7 у Pt.

Рассмотренная теория явления Холла в металлах является приближенной, наблюдается ряд отступлений от тех выводов, которые получаются из этой теории. Более точные результаты получаются из квантовой теории металлов и полупроводников.

В полупроводниках (§ 158) явление Холла обычно выражено значительно сильнее, чем в металлах. У полупроводников постоянная Холла R зависит от кристаллического строения и при сильных магнитных полях от напряженности магнитного поля, а также от температуры.

В ферромагнетиках явление Холла сложнее, чем в неферромагнитных веществах, оно зависит не только от напряженности поля, но и от намагниченности I. Формула (154,1) заменяется более сложным выражением:

$$U = jl\,(RH + R_1 I), \tag{154,8}$$

где R — обыкновенная константа Холла, определяемая по (154,6), а R_1 — ферромагнитная, или необыкновенная, константа Холла, которая сложным образом зависит от свойств ферромагнетика. В ряде случаев она может быть представлена выражением:

$$R_1 = a\rho + b\rho^2, \tag{154,9}$$

где a и b — некоторые коэффициенты, постоянные для данного вещества, а ρ — его удельное сопротивление.

Явление Холла получает в последнее время довольно значительное техническое применение. В ряде случаев применяются так называемые датчики э. д. с. Холла; в них создается э. д. с. при включении магнитного поля или при появлении тока в цепи. С помощью таких датчиков можно измерять напряженности постоянных и переменных магнитных полей, исследовать неоднородности магнитного поля, модулировать и детектировать сигналы и даже усиливать и генерировать колебания.

UNREGISTERED COPY OF SCANPAPYRUS

§ 155. Понятие о квантовой теории металлов

В классической статистике каждая частица различается от соседней, она индивидуальна; в квантовой статистике частицы не различимы между собой. Приложение квантовой статистики к кинетической теории газов дает распределение Бозе — Эйнштейна, отличное при низких температурах от максвелловского распределения. Энергия частиц, подчиняющихся распределению Бозе — Эйнштейна, обращается в нуль не при абсолютном нуле, как это имеет место для идеального газа Максвелла, а при более высокой температуре, что очень хорошо согласуется с экспериментальными данными по измерению теплоемкости твердых тел и газов при низких температурах. Зависимость энергии w от температуры для частиц, подчиняющихся распределению Максвелла, изображена на рисунке 12.6 прямой a.

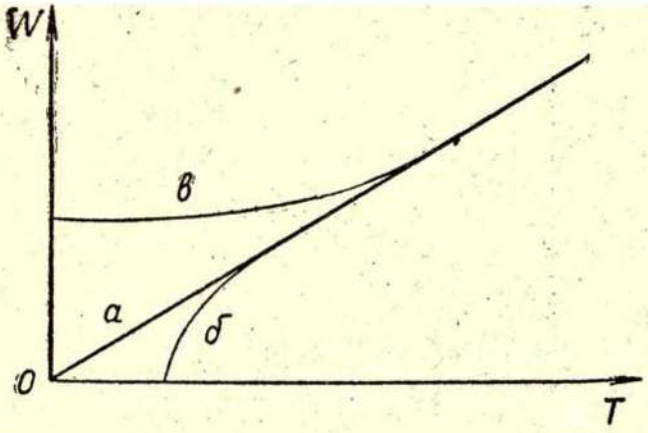


Рис. 12.6. Зависимость от температуры энергии частиц, подчиняющихся различным статистикам.

Для частиц, подчиняющихся квантовому распределению Бозе — Эйнштейна, та же зависимость изображается кривой *б*, хорошо описывающей наблюдаемый в области низких температур ход теплоемкости в функции температуры. Статистика Ферми—Дирака, которой подчиняются электроны, приводит к другой зависимости энергии от температуры. Эта зависимость изображена кривой *в* на рисунке 12.6, при низких температурах она сильно отличается от классической кривой *а* и кривой Бозе—Эйнштейна *б*. Оказывается, что энергия электронов в довольно большом интервале температур, начиная от абсолютного нуля, почти не зависит от температуры. Это устраняет основную трудность, возникающую в классической теории: невозможность объяснить неучастие электронов в теплоемкости металла.

Действительно, если энергия электронов не зависит от температуры, то их теплоемкость равна нулю. В статистике Ферми — Дирака учитывается так называемый принцип Паули, заключающийся в том, что в квантовой системе, например в атоме, не может быть двух совершенно одинаковых электронов: они должны отличаться какой-либо энергетической характеристикой, например направлением спина.

UNREGISTERED COPY OF SCANPAPYRUS

Твердое тело рассматривается как некоторая квантовая система, разбитая на так называемые фазовые ячейки, и в каждой такой ячейке могут находиться только два электрона, отличающиеся направлениями спинов. Фазовая ячейка — понятие не геометрическое, а энергетическое, хотя говорится об объеме ячейки, равном h^3, где h — постоянная Планка, равная $6{,}62 \cdot 10^{-34}$ *дж · сек*. Замена в фазовой ячейке одного электрона другим вследствие их неразличимости не меняет энергетическое состояние металла и поэтому не учитывается.

Выведенный из статистики Ферми — Дирака закон распределения электронов по энергиям W имеет вид:

$$dn = \frac{4\pi(2m^*)^{\frac{3}{2}}}{h^3} \cdot \frac{W^{\frac{1}{2}}}{e^{\frac{W-\mu}{kT}} + 1} dW, \qquad (155{,}1)$$

где m^* — эффективная масса, которая вводится вместо обычной массы электрона, когда рассматривается движение элек-

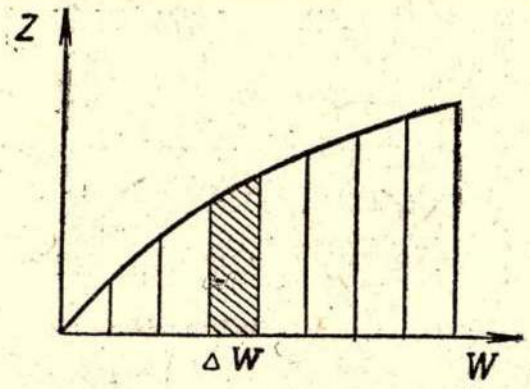


Рис. 12.7. Зависимость числа ячеек в энергетическом фазовом пространстве от энергии электронов в металле.

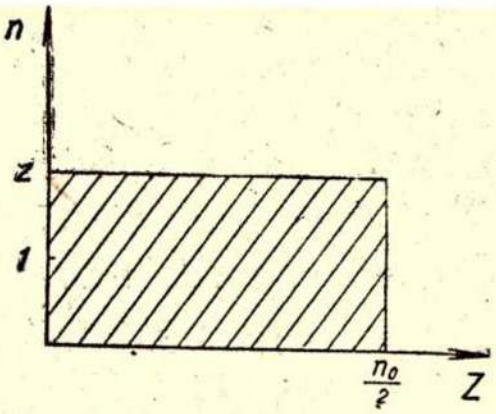


Рис. 12.8. Распределение электронов по ячейкам фазового пространства в металле при $T=0$.

трона в периодическом электрическом поле кристаллической решетки.

Величина

$$\mu = \frac{h^2}{2m^*}\left(\frac{3n_0}{8\pi}\right)^{\frac{2}{3}} \qquad (155,2)$$

— так называемый химический потенциал или наибольшая энергия, которой обладают электроны при абсолютном нуле в крайней фазовой ячейке, где энергия электронов максимальна (на так называемом уровне Ферми). При очень высоких температурах, когда энергия электронов W велика и разность $W-\mu>2kT$, формула распределения Ферми — Дирака (155,1) переходит в формулу классического распределения Максвелла. Это соответствует совпадению кривой $в$ с линией $а$ на рисунке 12.6.

UNREGISTERED COPY OF SCANPARYRUS

Представим себе некоторый объем энергетического фазового пространства, соответствующего объему одного кубического сантиметра металлического проводника, в котором содержится n_0 электронов проводимости. Объем фазового пространства разобьем на фазовые ячейки. Число ячеек для электронов, энергии которых лежат в пределах от W до $W+dW$, по квантовой теории

$$dz = \frac{2\pi\,(2m^*)^{\frac{3}{2}}\,W^{\frac{1}{2}}\,dW}{h^3}. \qquad (155,3)$$

Зависимость числа ячеек от энергии электронов выражается графиком рисунка 12.7. На оси абсцисс отложены равные интервалы изменения энергии. Чем выше энергия электронов, тем

больше имеется фазовых ячеек для заполнения их такими электронами.

При абсолютном нуле температуры все n_0 электронов занимают наиболее низкие из возможных уровней энергии, располагаясь по два электрона в каждой ячейке, следовательно, общее число занятых ячеек равно $\frac{n_0}{2}$. Это распределение электронов по ячейкам при $T=0$ показано на рисунке 12.8. Все ячейки с порядковым номером, большим $\frac{n_0}{2}$, не заняты. Наибольшей энергией $W_{\text{макс}}$ обладают электроны, находящиеся в крайней ячейке с номером $\frac{n_0}{2}$. Эту энергию можно вычислить, исходя из того, что в z занятых ячейках находится $2z$ электронов. Для этого интегрируем удвоенное выражение (155,3) по всем энергиям от нуля до $W_{\text{макс}}$. Полученный результат приравняем n_0. Тогда получим:

$$\frac{4\pi (2m^*)^{\frac{3}{2}}}{h^3} \int_0^{W_{\text{макс}}} W^{\frac{1}{2}}\, dW = n_0. \qquad (155,4)$$

Отсюда

UNREGISTERED COPY OF SCANPAPYRUS

$$W_{\text{макс}} = \frac{h^2}{2m^*}\left(\frac{3n_0}{8\pi}\right)^{\frac{2}{3}} = \mu. \qquad (155,5)$$

Подстановка числовых значений в (155,5) дает для $W_{\text{макс}}$ при $n_0 = 6 \cdot 10^{22}$ величину порядка 9 электрон-вольт. Средняя энергия электрона при $T=0$ равна энергии всех электронов, деленной на число электронов. Расчет дает величину

$$W = \frac{3}{5} W_{\text{макс}}, \qquad (155,6)$$

т. е. около 5,4 электрон-вольта.

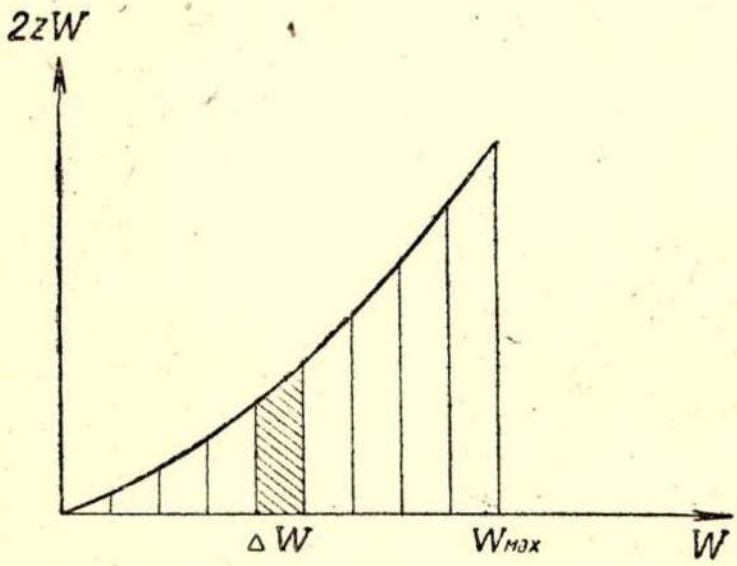


Рис. 12.9. Распределение энергии электронов по энергетическим состояниям (фазовым ячейкам).

График распределения энергии электронов по энергетическим состояниям (ячейкам) получим, отложив на оси абсцисс равные интервалы энергии, а по оси ординат — энергию электронов в каждой ячейке (рис. 12.9). Ширина интервала ΔW порядка 10^{-22} *эв*, поэтому распределение электронов по энергиям при $T=0$ мож-

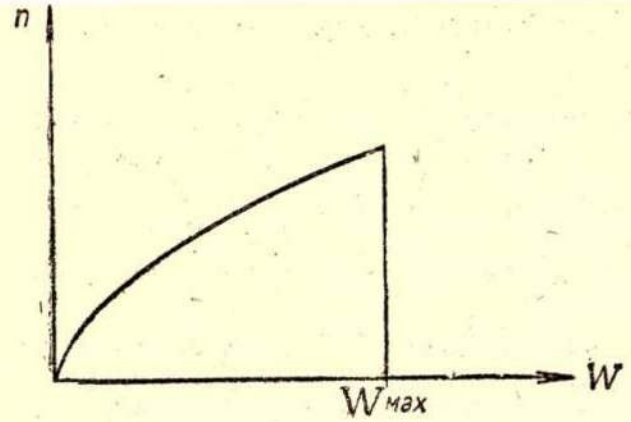


Рис. 12.10. Распределение электронов по энергии при $T=0$.

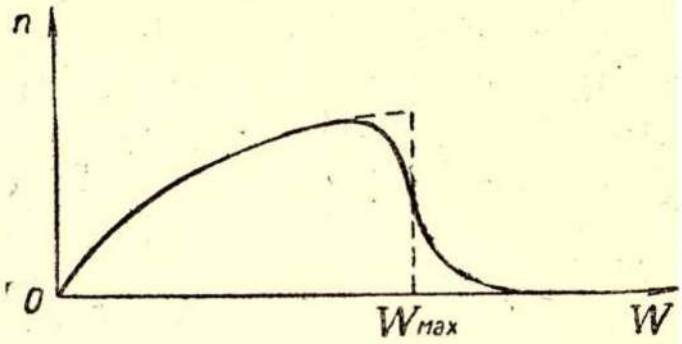


Рис. 12.11. Распределение электронов по энергии при $T\neq 0$.

но изобразить кривой, подобной кривой распределения ячеек по энергиям (рис. 12.10). Уровень наибольшей энергии $W_{макс}$ называется уровнем Ферми.

Повышение температуры вызовет изменение картины распределения электронов по уровням энергии. Тепловое движение при $T=300°$ К сообщает электронам энергию порядка 0,025 электрон-вольта. Эта энергия достаточна, чтобы перевести электроны на более высокие уровни, но ниже уровня Ферми все уровни заняты, следовательно, перемещаться могут только электроны, находящиеся в близких к уровню Ферми энергетических состояниях. Это означает, что тепловое движение перебросит некоторое небольшое (порядка 1%) число электронов с уровней, лежащих несколько ниже уровня Ферми, на уровни, лежащие несколько выше уровня Ферми. Тогда кривая распределения электронов по энергиям примет вид, показанный на рисунке 12.11. Электроны занимают некоторое число ячеек с энергиями выше уровня Ферми, но столько же ячеек с энергиями ниже уровня Ферми теперь свободно. Интервал уровней энергии, в котором происходит это перемещение электронов, равен kT, следовательно, чем выше температура, тем больше размыта граница Ферми. При очень высоких температурах, порядка десятков тысяч градусов, кривая распределения электронов превращается в обычную кривую распределения Максвелла.

UNREGISTERED COPY OF SCANPAPYRUS

Критерием применимости для данного вида частиц распределения Ферми — Дирака или распределения Максвелла является значение множителя $e^{\frac{W-\mu}{kT}}$, входящего в формулу (155,1). Представим этот множитель в виде $e^{\lambda}e^{\frac{W}{kT}}$, где $\lambda=-\frac{\mu}{kT}$, тогда из (155,1) и (155,4) можно получить

$$\frac{4\pi(2m^*)^{\frac{3}{2}}}{h^3}e^{-\lambda}\int_0^{\infty}W^{\frac{1}{2}}e^{-\frac{W}{kT}}dW=n_0. \qquad (155,7)$$

Так как

$$\int_0^\infty W^{\frac{1}{2}} e^{-\frac{W}{kT}} dW = \frac{\sqrt{\pi}}{2} (kT)^{\frac{3}{2}}, \qquad (155,8)$$

то

$$e^{-\lambda} = \frac{n_0 h^3}{(2\pi m^* kT)^{\frac{3}{2}}}. \qquad (155,9)$$

Если $e^{\lambda} \gg 1$, то, подставив (155,9) в (155,1), отбросив в знаменателе единицу ввиду ее малости по сравнению с первым слагаемым и заменив W на $\frac{m^* v^2}{2}$, получим формулу распределения Максвелла. Для температур, близких к комнатной, результат будет иной. Подставив в (155,1) значения $n_0 = 6 \times \times 10^{22}$ *см*$^{-3}$, $m^* \approx m = 9 \cdot 10^{-28}$ *г*, $T = 300°$ К, получим $e^{\lambda} \approx 2 \cdot 10^{-4}$; здесь единицей в знаменателе (155,1) нельзя пренебрегать, и распределение Ферми сохраняется. В этом случае система называется вырожденной, следовательно, электронный газ в металлах при обычных и низких температурах является вырожденным.

UNREGISTERED COPY OF SCANPAPYRUS

Если величина $e^{\frac{W-\mu}{kT}} \gg 1$, то применимо максвелловское распределение — система классическая; если $e^{\frac{W-\mu}{kT}} \ll 1$, то применимо распределение Ферми — система квантовая.

Условие вырождения или невырождения системы частиц определяется не только температурой, но также массой частицы m^* и концентрацией частиц n_0. Так, если в (155,9) вместо массы электрона подставить массу молекулы газа, например азота, и n_0 взять равным 10^{20} *см*$^{-3}$, то $e^{\lambda} \approx 10^3$ и распределение получается по Максвеллу. Если концентрация электронов мала, что имеет место в полупроводниках, где $n_0 \approx 10^{12} - 10^{18}$, то e^{λ} имеет значение от 10^1 до 10^7, следовательно, к полупроводникам можно применять законы, вытекающие из классической статистики.

Если в формуле (155,9) положить $e^{\lambda} = 1$, то приближенно получим температуру, при которой электронный газ в металле будет невырожденным. Эта температура оказывается порядка $7 \cdot 10^{4°}$ К. В полупроводниках электронный газ невырожден уже при обычных температурах.

Из формулы распределения Ферми (155,1) можно получить выражение для энергии электронов, а затем и для удельной

теплоемкости электронного газа. Это выражение имеет вид:

$$c = \frac{dW}{dT} = \frac{\pi^2 n_0 m^* k^2}{h^2} \left(\frac{8\pi}{3n_0}\right)^{\frac{2}{3}} T. \qquad (155,10)$$

Подставляя значения $n_0 = 6 \cdot 10^{22}$ $см^{-3}$, $T = 300°$ К, получим $c = 0{,}02 \frac{кал}{г \cdot град}$. Удельная теплоемкость металлов порядка нескольких десятых калорий на градус, например у Ag $c = 0{,}6 \frac{кал}{г \cdot град}$, следовательно, теплоемкость электронного газа составляет несколько процентов от теплоемкости кристаллической решетки. Это объясняет отсутствие заметной разницы между теплоемкостями металлов и диэлектриков и ту основную трудность классической электронной теории, которая была рассмотрена в § 152.

§ 156. Электронная проводимость металлов по квантовой теории

Согласно классической теории проводимость металлов определяется тем, что под влиянием поля свободные электроны проводимости приобретают некоторую составляющую скорости u, равную $\frac{e\bar{\lambda}}{2m\bar{v}_m}$ (151,3). В квантовой теории получается тот же результат, но получается он из несколько иных положений.

UNREGISTERED COPY OF SCANPAPYRUS

Под влиянием электрического поля могут менять свои скорости только электроны, находящиеся вблизи границы Ферми. Действительно, изменение скорости означает изменение энергии, т. е. переход на другой энергетический уровень, но все внутренние электронные уровни в атоме металла заняты электронами, поэтому такой переход возможен лишь для электронов, находящихся на высших уровнях вблизи границы Ферми, где имеются незанятые электронные уровни. При наложении поля напряженностью E электроны, движение которых направлено навстречу полю, увеличивают свою скорость, а те электроны, скорость которых направлена по полю, уменьшают ее на величину Δv.

Если отложить на положительной оси абсцисс значения тепловых скоростей электронов, движущихся против направления поля, по отрицательной оси — значения скоростей электронов, движущихся по направлению поля, а по оси ординат отложить функцию распределения Ферми f или число электронов, заполняющих каждое квантовое энергетическое состояние, то при отсутствии поля получится сплошная линия рисунка 12.12.

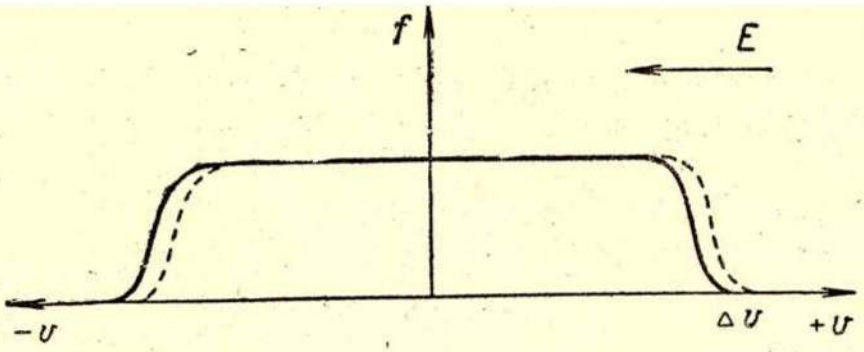


Рис. 12.12. Смещение кривой скоростей электронов проводимости при наложении внешнего электрического поля.

При наложении поля быстрые электроны, находящиеся возле границы Ферми, получат добавочную скорость Δv, если направление их движения противоположно полю; если же направление их движения совпадает с направлением поля, то скорость их уменьшается на ту же величину Δv. Это означает, что вся кривая распределения сместится в сторону бóльших скоростей на величину Δv (пунктирная кривая; рис. 12.12). Полученный результат совпадает с тем, что дает классическая теория: вся кривая распределения по скоростям сдвинулась на величину $\Delta v = uE$, где величину u можно рассматривать как среднюю подвижность всех электронов, хотя фактически меняется скорость только немногих электронов, находящихся вблизи границы Ферми.

UNREGISTERED COPY OF SCANPAPYRUS

§ 157. Расщепление энергетических уровней электронов в атомах твердого тела. Понятие об энергетических зонах

В § 136 были рассмотрены электронные оболочки атома, обозначенные K, L, M и т. д. Положение электрона на оболочке характеризует энергию электрона. Поэтому вместо оболочек обычно рассматривают энергетические уровни или состояния. Но энергия электрона в атоме определяется не только номером оболочки, но и рядом других величин, связанных с моментом количества движения электрона, его спином и т. д. Каждый энергетический уровень состоит из нескольких подуровней, обозначаемых s, p, d, f-состояниями.

Если не рассматривать энергетических состояний в магнитном поле и спина электрона, то энергетическое состояние описывается заданием так называемого главного квантового числа, равного номеру оболочки и второй величины, определяющей подуровень (s, p и т. д) состояния. В этом случае энергетическая диаграмма изолированного атома имеет вид, изображен-

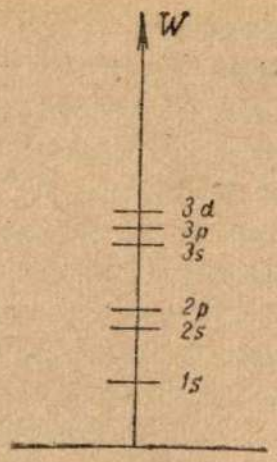


Рис. 12.13. Схема энергетических уровней изолированного атома

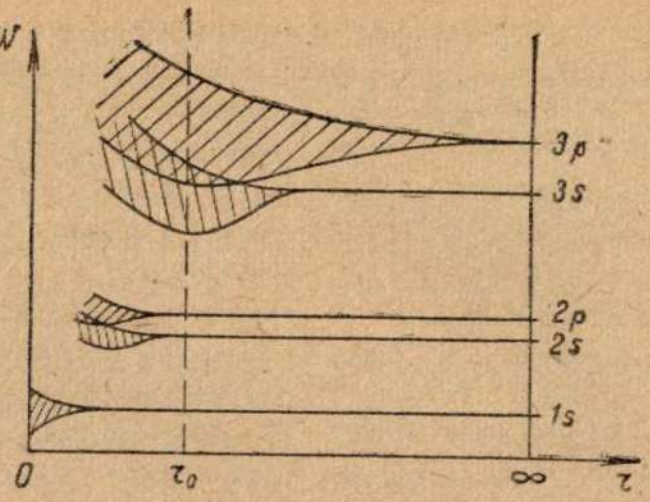


Рис. 12.14. Расщепление энергетических уровней на зоны в твердом теле.

ный на рисунке 12.13. На первом уровне электрон может находиться только в s-состоянии, таких электронов в каждом атоме может быть только два. На втором уровне может быть 2 электрона в состоянии $2s$ и 6 электронов в состоянии $2p$, на третьем уровне — 2 электрона в состоянии $3s$, 6 электронов в состоянии $3p$ и 10 электронов в состоянии $3d$ (подробнее о строении атома и значении квантовых чисел см. «Атомную физику»).

UNREGISTERED COPY OF SCANPAPYRUS

В твердом теле, где атомы, образующие кристаллическую решетку, находятся на близких расстояниях один от другого, необходимо учитывать взаимодействие атомов, что приводит к расщеплению каждого энергетического уровня на столько новых уровней, сколько имеется взаимодействующих атомов. Эти новые уровни расположены очень близко один от другого; разность энергий двух соседних уровней порядка 10^{-22} *эв* (по числу взаимодействующих атомов в одном кубическом сантиметре твердого тела), поэтому можно считать их почти сливающимися и говорить о расширении каждого первоначального уровня в полосу или энергетическую зону. Ширина зон зависит от расстояний r_0 между атомами. По мере уменьшения межатомных расстояний ширина зон возрастает и соседние зоны могут даже перекрывать друг друга. На рисунке 12.14 показано превращение дискретных энергетических уровней электронов в атоме в энергетические зоны по мере уменьшения межатомных расстояний.

При бесконечном расстоянии между атомами (практически бесконечность в данном случае означает расстояния, превышающие размеры данного твердого тела) расщепления уровней нет, уровни расположны, как у изолированного атома (рис. 12.13). Первый уровень $1s$ мог бы расщепиться лишь при очень малых межатомных расстояниях. Более высокие уровни,

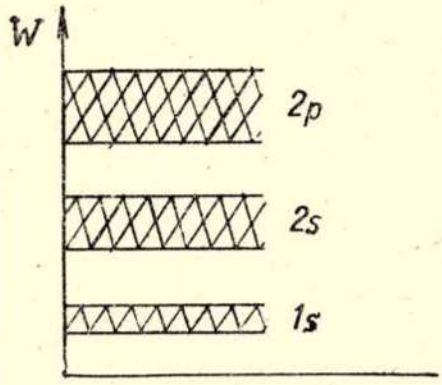


Рис. 12.15. Схема энергетических зон твердого тела.

например $3p$, расщепляются уже при расстояниях, значительно превышающих постоянную кристаллической решетки (на рисунках 12.13 и 12.14 масштаб расстояний между зонами не соблюден).

При рассмотрении энергетических зон в твердом теле при данном постоянном межатомном расстоянии удобно пользоваться более простым одномерным построением, показанным на рисунке 12.15. В заштрихованных зонах находится большое число электронов, энергии которых отличаются на очень малые величины, порядка 10^{-22} *эв*; ширина зоны составляет несколько электрон-вольт. Зона может быть заполнена электронами либо полностью, либо частично, возможны и пустые зоны (на верхних уровнях). Зоны отделены одна от другой энергетическими интервалами, называемыми запретными зонами. В этих зонах электроны не могут находиться. Ширина запретных зон может меняться от долей электрон-вольта до нескольких электрон-вольт.

§ 158. Различие между металлами, диэлектриками и полупроводниками

UNREGISTERED COPY OF SCANFAX.RUS

При наличии внутри энергетической зоны незанятых уровней электроны могут свободно переходить с одного уровня на другой. Действительно, мы видели (§ 157), что разность энергий соседних уровней в зонах твердого тела порядка 10^{-22} *эв*. Энергия, приобретаемая электроном в конце свободного пробега, порядка $10^{-8} — 10^{-10}$ *эв*, т. е. значительно больше той, которая необходима для перехода на соседние уровни. Что же касается перехода электрона в соседнюю энергетическую зону, то это возможно лишь в том случае, если две соседние зоны перекрываются, и в одной из них имеются незанятые уровни. Если зоны не перекрываются и разделены запретной зоной шириной в несколько электрон-вольт, то переходы электронов между такими зонами возможны лишь при наличии внешнего источника энергии, способного сообщить электронам энергию в несколько электрон-вольт.

Ширина запретных зон является критерием, позволяющим отнести данное твердое тело к одному из следующих трех классов: проводник (или металл), полупроводник или диэлектрик. В металлах верхняя зона частично заполнена электронами, являясь, таким образом, зоной проводимости. Наружные электроны атома являются валентными электронами, поэтому зона,

в которой они находятся, носит название валентной. Например, у атома Na имеется один электрон в состоянии 3*s*, следовательно, половина этой зоны, в которой на каждый атом может находиться по два электрона, свободна.

В твердом натрии все валентные 3*s* электроны «коллективизированы», они являются общими для всех атомов Na, образующих данное твердое тело. Аналогично ведут себя и другие щелочные элементы. Все они проводники.

Рассмотрим кристалл каменной соли NaCl. Здесь валентный электрон Na присоединяется к соседнему атому Cl, у которого в валентной наружной оболочке находится семь электронов. Образуется заполненная зона. У Na также остаются только полностью заполненные зоны. Зона 3*s* натрия теперь свободна и отделена от ближайшей заполненной зоны запретной зоной шириной 6 *эв*. В этих условиях кристалл NaCl является диэлектриком.

Атом с полностью заполненной валентной зоной может быть проводником, если эта зона перекрывается соседней незаполненной зоной, называемой зоной проводимости. Так, в атомах щелочно-земельных элементов в состоянии *s* имеется по два электрона, следовательно, соответствующие зоны заполнены, однако, как это видно из рисунка 12.14, зоны 3*s* и 3*p* (а также более высокие *ns* и *np* зоны) в твердом теле перекрываются, следовательно, *np*-зона является зоной проводимости, куда легко переходят электроны из заполненной валентной *ns*-зоны. У Mg — это 3*s* и 3*p* зоны, у Ca — 4*s* и 4*p* зоны.

UNREGISTERED COPY OF SCANPAPYRUS

Если заполненная валентная зона в твердом теле отделена от соседней пустой зоны неширокой запретной зоной, порядка сотых и десятых долей электрон-вольта, то переброс электронов

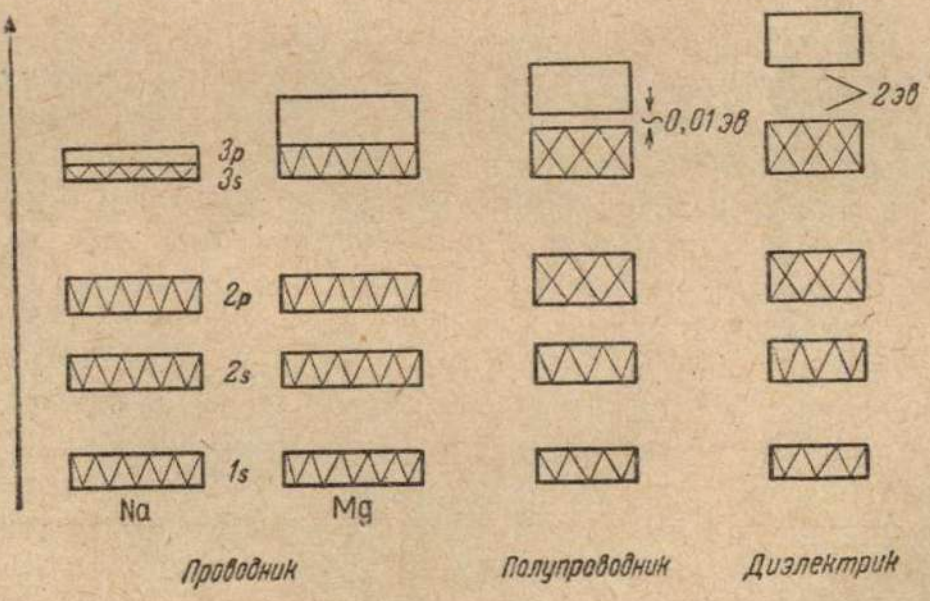


Рис. 12.16. Энергетические зоны проводника, полупроводника и диэлектрика.

из валентной зоны в зону проводимости может быть сравнительно легко осуществлен при наличии возбуждения атомов от внешнего источника, способного передать электронам энергию указанной величины. Такое тело называется полупроводником. Вблизи абсолютного нуля, когда отсутствуют внешние возбуждения, такой полупроводник является диэлектриком, переброса электронов в зону проводимости не происходит. При более высоких температурах тепловое движение сообщает электронам необходимую для перехода в зону проводимости энергию, в теле появляется проводимость, однако характер ее несколько иной, чем в металлах.

Расположение энергетических зон в диэлектриках, полупроводниках и металлах показано на рисунке 12.16. Во многих случаях это расположение может быть значительно сложнее, чем изображенное на рисунке. Заполненные зоны заштрихованы.

§ 159. Электронная и дырочная проводимость

При переходе электронов из валентной зоны в зону проводимости оставшиеся в валентной зоне электроны также могут принять участие в процессе проводимости, так как появились свободные энергетические уровни, на которые могут переместиться электроны при наложении электрического поля. Перешедшие в зону проводимости электроны ускоряются электрическим полем в направлении, обратном направлению вектора напряженности поля E, словом их поведение «вполне нормально», чего нельзя сказать об электронах проводимости, появившихся в валентной зоне. При уходе электрона в верхнюю зону проводимости в валентной зоне появляется свободное место, получившее условное название дырки. Эта дырка находится в одном из узлов кристаллической решетки, где теперь будет состояние, отличное от состояния соседних узлов. Но это состояние, или дырка, не остается в фиксированном положении в одном узле, на место дырки при наложении электрического поля приходит электрон из соседнего атома, а дырка, таким образом, перемещается в сторону, обратную движению электрона. Пусть в некоторый момент дырка находится в узле a (рис. 12.17), через некоторое, очень малое время вакантное место в атоме, находящемся в узле a, займет электрон из соседнего узла $б$, переходу электрона из $б$ в a способствует поле E. Теперь вакантное место, т.е. дырка, оказалось в узле, $б$, далее оно переместится в узел $в$ и т. д. Такое перемещение дырки эквивалентно движению положительного заряда по направлению поля. Обусловленная этим проводимость носит название дырочной проводимости. В рассмотренном случае мы имеем два механизма

UNREGISTERED COPY OF SCANPAPYRUS

проводимости: электронную и дырочную.

Число дырок равно числу электронов проводимости в верхней зоне. Обозначив концентрацию электронов проводимости через n_e, концентрацию дырок через n_p, можем написать:

$$n_e = n_p. \quad (159,1)$$

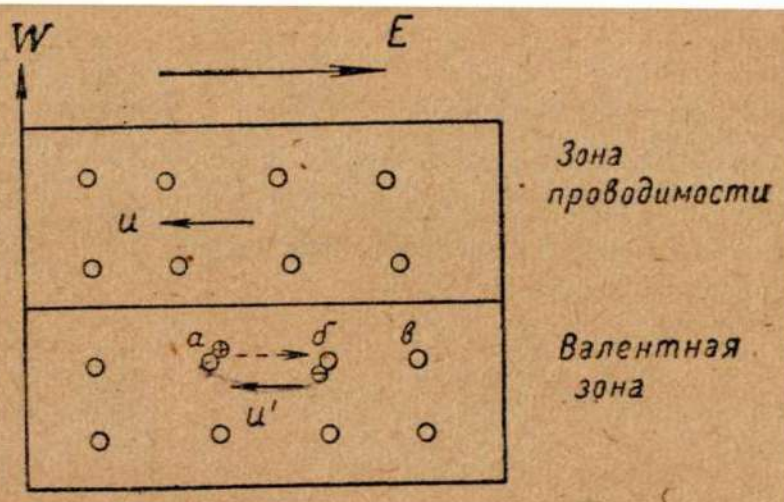


Рис. 12.17. Схема возникновения электронной и дырочной проводимости.

Поскольку перемещение дырок связано с переходом электронов с занимаемых ими мест в атомах, эффективная масса дырки обычно оказывается больше эффективной массы электрона проводимости, а подвижность дырки — меньше подвижности электрона. Полная электропроводность в рассматриваемом случае:

$$\gamma = en_e u_e + en_p u_p, \quad (159,2)$$

где u_e и u_p — подвижности электронов и дырок.

UNREGISTERED COPY OF SCANPAPYRUS

§ 160. Собственная и примесная проводимость полупроводников

Полупроводниковыми свойствами обладает ряд элементов, находящихся в IV, V и VI группах периодической системы Менделеева; это Si, Ge, As, Se, Te и другие. Полупроводниками являются многие соединения и сплавы. Ряд элементов и соединений приобретает полупроводниковые свойства лишь при определенных условиях, например при очистке вещества до такой степени, когда один атом примесей приходится на десятки миллионов атомов вещества, если изделие из вещества выполнено в виде очень тонких пленок и т. д.

Рассмотрим наиболее важные в полупроводниковой технике элементы IV группы — германий и кремний. Это четырехвалентные элементы. Следовательно, в связях с соседними атомами участвуют 8 электронов: четыре электрона данного атома и по одному электрону от четырех ближайших соседей. Эти связи изображены сплошными линиями на рисунке 12.18. В идеальном кристалле при абсолютном нуле и отсутствии освещенности такая структура представляет собой диэлектрик, так как никаких носителей тока в ней нет. Но при воздействии света или теплового движения могут появиться носители тока. На

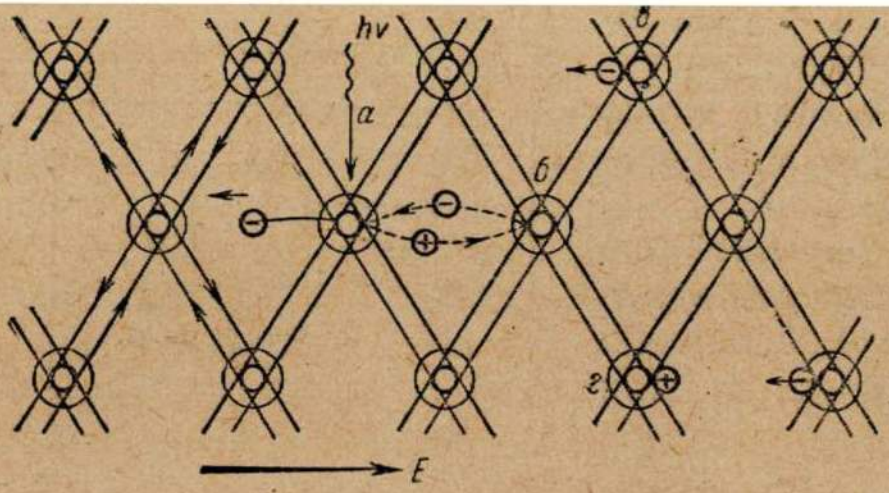


Рис. 12.18. Схема строения полупроводникового кристалла германия и возникновение в нем собственной и примесной проводимости.

рисунке 12.18 дана схема возникновения так называемой собственной проводимости под воздействием света.

Световой квант $h\nu$, обладающий энергией, превышающей ширину запретной зоны, вырывает один из валентных электронов атома германия, разрывая одну из 8 связей с соседними атомами. Вырванный электрон, перешедший в зону проводимости, становится электроном проводимости и под воздействием приложенного поля E начинает дрейфовать в решетке. На месте вырванного электрона в атоме осталась дырка — избыточный положительный заряд. Электрон из соседнего атома *б*, расположенного по направлению поля, перейдет в атом *а*, заполнив дырку и снова превратив ион *а* в нейтральный атом с восемью электронными связями. Дырка же переместится из атома *а* в атом *б*, а затем и дальше в соседние атомы. Таким образом, наряду с электронной проводимостью возникает дырочная проводимость, рассмотренная в предыдущем параграфе. Проводимость, при которой возникает одинаковое число носителей (электронов и дырок), называется собственной проводимостью. Она может создаваться не только под воздействием света, но и в результате теплового движения, при передаче электронам энергии решетки.

UNREGISTERED COPY OF SCANPAPYRUS

Для практических применений полупроводников большое значение имеет другой вид проводимости — примесная проводимость, зависящая от примесей к полупроводникам некоторых других веществ. При добавлении атомов примеси их валентные электроны обычно располагаются в сравнительно узких добавочных энергетических зонах, находящихся внутри запретных зон основного полупроводника (рис. 12.19). Зона примесных электронов является узкой, как у изолированных атомов, потому что атомы примесей находятся далеко друг от друга, и поэтому их взаимодействием можно пренебречь.

Разность энергии ΔW электронов на этой примесной зоне и зоне проводимости значительно меньше ширины запретной зоны, поэтому энергии, сообщаемой решеткой примесным электронам, обычно достаточно для переброса этих электронов в зону проводимости, т. е. для создания электронной проводимости. Такого рода примеси называются донорными.

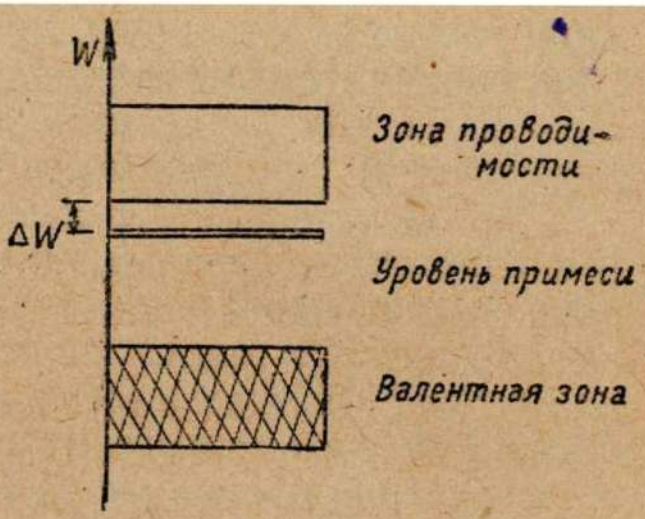


Рис. 12.19. Появление примесной зоны в полупроводнике.

Дырочная проводимость донорами не создается, так как концентрация примеси очень мала, атомы ее находятся далеко друг от друга и поэтому не взаимодействуют. Образовавшиеся после переброса электронов дырки оказываются связанными с атомами примеси, и перемещаться в решетке такие дырки не могут.

Рассмотренный механизм можно изобразить наглядно, пользуясь рисунком 12.18. Пусть атом *в* является атомом пятивалентного элемента, например мышьяка или сурьмы. По сравнению с германием или кремнием он имеет один лишь лишний валентный электрон, который при тепловом возбуждении легко может быть превращен в электрон проводимости.

UNREGISTERED COPY OF SCANPAPYRUS

Возможен и другой вид примесной проводимости. Если узкая примесная зона располагается вблизи валентной зоны, то на свободные места в примесной зоне тепловым движением будут забрасываться электроны из валентной зоны. Эти переброшенные электроны не будут участвовать в проводимости, так как атомы такой примеси трехвалентны и присоединяют к себе переброшенный электрон. В валентной зоне остаются дырки, которые и осуществляют дырочную проводимость.

Если воспользоваться схемой рисунка 12.18, то рассматриваемый процесс можно представить себе так: трехвалентный атом индия, галлия и т. д. занимает один из узлов решетки, например *г*. Так как атом трехвалентный, то одна из электронных связей с соседними четырехвалентными атомами оказывается разорванной, что как мы видели, эквивалентно появлению положительного заряда или дырки, которую заполнит электрон из соседнего, расположенного по полю атома, а дырка перейдет в этот атом. Появится дырочная проводимость. Примеси, создающие дырочную проводимость, называются акцепторными.

Мы видели, что в случае собственной проводимости появляются *n* и *p*-носители тока (электроны и дырки) в одинаковых количествах. В случае примесной проводимости можно иметь

либо только электронную, либо только дырочную проводимость. При наличии одновременно донорной и акцепторной примесей они могут компенсировать друг друга или же будет наблюдаться тот тип проводимости, носителей которого больше.

Надо отметить, что в качестве примесей, создающих примесные энергетические зоны, служат не только действительные примеси атомов иного элемента. В случае химических соединений все избыточные над стехиометрическим (т. е. соответствующим химической формуле) составом атомы являются примесными и создают свои примесные зоны. В случае недостатка атомов в соединении пустые места также надо рассматривать как примеси, ими же являются и различные дефекты кристаллической решетки.

При собственной проводимости происходит не только переброс электронов в зону проводимости, но и обратный их переход — рекомбинация. В результате устанавливается равновесное состояние, при котором концентрации носителей равны:

$$n_e = n_p = \frac{2\left(2\pi\sqrt{m_e^* m_p^*}\,kT\right)^{\frac{3}{2}}}{h^3} e^{-\frac{W_a}{2kT}}, \qquad (160,1)$$

где m_e^* и m_p^* — эффективные массы электронов и дырок, а W_a — ширина запретной зоны, называемая энергией активации.

UNREGISTERED COPY OF SCANPAPYRUS

В случае примесной проводимости число носителей тока при широкой запретной зоне, отсутствии собственной проводимости и не очень малой концентрации примеси $N_п$

$$n = e\sqrt{\frac{2N_п\,(2\pi m^* kT)^{\frac{3}{2}}}{h^3} e^{-\frac{W_п}{2kT}}}, \qquad (160,2)$$

где $W_п$ — энергия активации примесей, или разность уровней примесной зоны и валентной зоны; она должна быть больше kT. Если же $W_п \ll kT$, то $n = N_п$ (160,3).

То же будет при $W_п > kT$, но малой концентрации примесей. Все эти формулы справедливы при концентрациях носителей, не превышающих величину порядка 10^{19} $см^3$.

§ 161. Температурная зависимость электропроводимости полупроводников

Изменение температуры приводит к изменению концентрации носителей тока и их подвижности. Зависимость концентрации от температуры выражена в формулах (160,1) и (160,2). Подвижность носителей тока зависит от их столкновений с различными препятствиями в кристаллической решетке: от так называемого рассеяния на тепловых колебаниях решетки, рассеяния на примесях и на всякого рода дефектах решетки. Зависимость подвижности u от тем-

пературы для полупроводников Ge, Si, Te, имеющих атомную кристаллическую решетку, может быть выражена формулой:

$$u = \frac{1}{aT^{-\frac{3}{2}} + bT^{\frac{3}{2}}}. \qquad (161,1)$$

Первый член в знаменателе определяется рассеянием на примесях, главным образом на ионах, он преобладает при низких температурах. Второй член определяется рассеянием носителей тока на тепловых колебаниях решетки, он преобладает при высоких температурах.

Для полупроводников, имеющих ионную кристаллическую решетку, как, например, окислов и сульфидов, зависимость подвижности от температуры более сложная. При низких температурах она имеет вид:

$$u \approx e^{\frac{h\nu_m}{kT}}, \qquad (161,2)$$

где ν_m — так называемая частота предельных оптических колебаний ионов; при высоких температурах

$$u \approx \frac{1}{T^{\frac{1}{2}}}. \qquad (161,3)$$

Обычно в полупроводниках существуют три вида носителей тока: электроны и дырки собственной проводимости и электроны или дырки примесной проводимости. Общая электропроводность будет:

$$\gamma = en_1u_1 + en_2u_2 + en_3u_3. \qquad (161,4)$$

UNREGISTERED COPY OF SCANPAPYRUS

Для определения энергии активации W_a и $W_п$ исследуют температурную зависимость постоянной Холла, что дает температурную зависимость концентрации носителей тока. Результаты измерений наносят на график, откладывая на оси абсцисс величину $\frac{1}{2kT}$, а на оси ординат — логарифм концентрации носителей (рис. 12.20). Участок *аб* при низких температурах дает температурный ход концентрации примесных носителей, собственная проводимость здесь отсутствует. Угол наклона линии *аб*

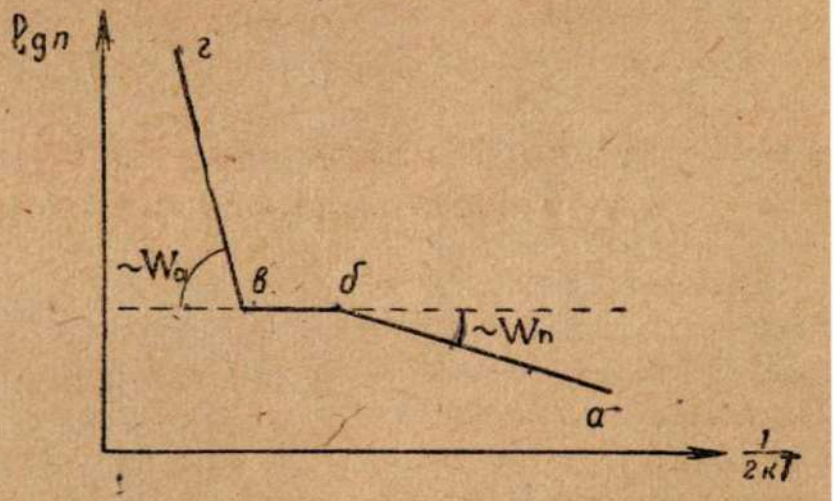


Рис. 12.20. Температурная зависимость концентрации носителей тока в полупроводнике.

к оси абсцисс определяет величину энергии активации примесной зоны $W_п$. На участке *бв* примесная концентрация постоянна, так как все атомы примеси уже отдали своих носителей тока. Участок *вг* определяет ход собственной проводимости, возникающей при высоких температурах. Угол наклона линии *вг* к оси абсцисс дает ширину запретной зоны.

§ 162. Явления, возникающие при соприкосновении двух металлов, контактная разность потенциалов

В § 90 была рассмотрена работа выхода электрона из металла, обусловленная образованием двойного электрического слоя на поверхности. Рассмотрим это явление с точки зрения квантовой теории металлов. Электрон, находящийся внутри металла и притягивающийся к положительным ионам кристаллической решетки, обладает отрицательной потенциальной энергией (энергия притяжения отрицательна). Вне проводника на достаточно большом расстоянии потенциальная энергия электрона равна нулю. Энергетическую диаграмму состояний электронов в металле изображают в виде так называемой потенциальной ямы (рис. 12.21).

UNREGISTERED COPY OF SCANPAPYRUS

На различных энергетических уровнях располагаются по два электрона с противоположными направлениями спинов. Верхний уровень — это уровень Ферми, нижний уровень — дно потенциальной ямы, A_0 — это потенциальная энергия электрона в металле, W_1, W_2, W_3 — полная энергия электронов на различных уровнях, уровень 0, принимаемый за начало отсчета, определяет потенциальную энергию электрона вне проводника, т. е. на бесконечности. Разность энергий $0 - W_i$ — это работа выхода электрона с i-го уровня за пределы проводника.

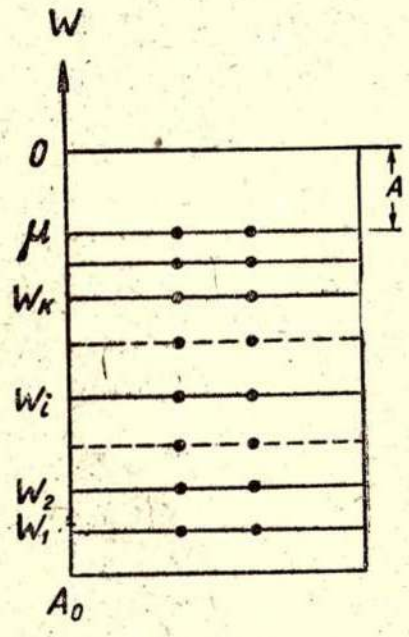


Рис. 12.21. Энергетическая диаграмма состояний электрона в атоме металла.

Уровень Ферми, или химический потенциал μ, определяется формулой (155,2), в металлах он практически не зависит от температуры. Обозначим через A разность $0 - \mu$; эта величина и равняется работе выхода с любого уровня. Действительно, при выходе электрона с глубинного уровня W_i совершается работа $0 - W_i$, а на освободившееся место в i-м уровне переходит электрон с более высокого уровня k, на k-й уровень — с еще более высокого уровня, в конце

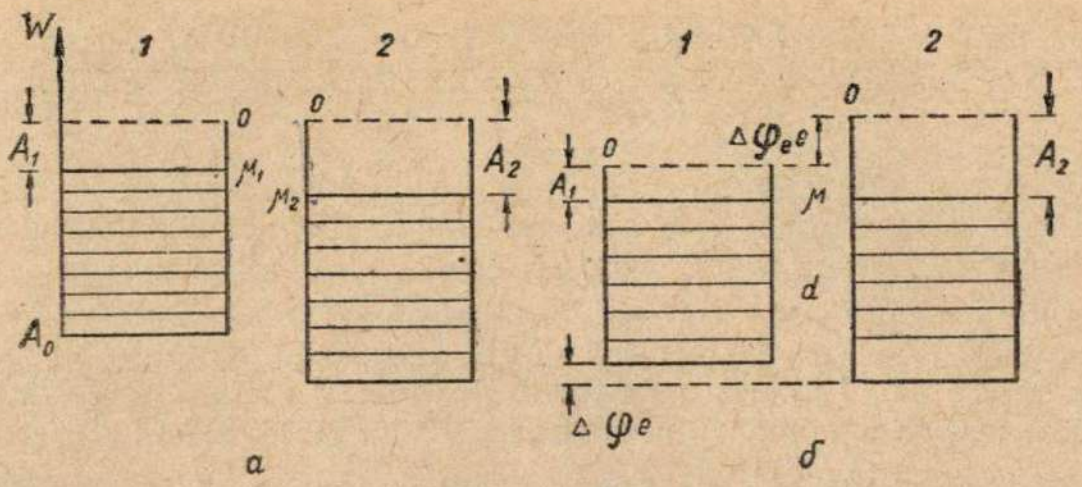


Рис. 12.22. К объяснению возникновения внешней и внутренней контактной разности потенциалов.

концов электрон с уровня Ферми опустится на более низкий уровень. Это эквивалентно непосредственному переходу электрона с уровня Ферми на i-й уровень, при котором выделится положительная энергия $\mu - W_i$. Общая работа выхода

$$0 - W_i - (\mu - W_i) = 0 - \mu = A \qquad (162,1)$$

не зависит от уровня, с которого вышел электрон. Так как положение уровня Ферми [illegible] зависящим от температуры, то работа выхода A в металлах также не зависит от температуры.

UNREGISTERED COPY OF SCANPAPYRUS

При контакте двух металлов электроны из каждого металла начинают перемещаться в соседний, образуя два встречных электронных потока, величины которых зависят от работы выхода каждого из металлов. Так как потоки электронов не равны, металл с большей работой выхода зарядится отрицательно, а на границе образуется двойной электрический слой и возникнет так называемая внутренняя контактная разность потенциалов. Созданное внутренней контактной разностью потенциалов электрическое поле тормозит дальнейший переход электронов, в результате чего устанавливается динамическое равновесное состояние.

Рассмотрим энергетические диаграммы (потенциальные ямы) двух металлов *1* и *2* (рис. 12.22) до (*а*) и после (*б*) соприкосновения. До соприкосновения уровни Ферми у обоих металлов были различны, но после соприкосновения и установления равновесного состояния химические потенциалы (уровни Ферми) должны сравняться, но работы выхода A_1 и A_2, являющиеся константами металлов, не изменяются, поэтому после соприкосновения и выравнивания потенциалов μ внешние нулевые уровни 0 окажутся на разной высоте, что означает возникно-

вение внешней контактной разности потенциалов:

$$\Delta\varphi_e = \frac{A_2 - A_1}{e}. \qquad (162,2)$$

Внешняя контактная разность потенциалов была открыта Вольтом, установившим, что *в цепочке из ряда последовательно соединенных металлов контактная разность потенциалов зависит лишь от крайних металлов, а промежуточные металлы не влияют на* $\Delta\varphi_e$ (закон Вольта). Составим цепочку из ряда металлов (рис. 12.23) и мысленно разрежем металл *2* по линии *аа*. Контактная разность потенциалов между концами металлов *1* и *2* равна $\varphi_{1,2} = \frac{A_1 - A_2}{e}$; если сделать разрез по линии *бб*, то контактная разность потенциалов металлов *2* и *3* будет $\varphi_{2,3} = \frac{A_2 - A_3}{e}$, а между *3* и *4* — $\varphi_{3,4} = \frac{A_3 - A_4}{e}$. Разность потенциалов между концами всей цепи, равная сумме всех промежуточных разностей, т. е.

$$\varphi_{1,2} + \varphi_{2,3} + \varphi_{3,4} = \frac{A_1 - A_4}{e} = \varphi_{1,4}, \qquad (162,3)$$

оказывается такой, какая была бы при контакте крайних металлов. При замыкании цепи, так как $\varphi_{1,4} = -\varphi_{4,1}$, общая контактная разность потенциалов равна нулю.

Внешнюю контактную разность потенциалов можно измерить, воспользовавшись струнным электрометром (рис. 12.24). Тонкая металлизированная кварцевая нить *а* заряжается от источника напряжением в несколько сот вольт. Ножи электрометра, сделанные из двух разных металлов, например Cu и Zn, соединены между собой через цепь вольтметра *V*, вследствие чего между ними возникает контактная разность потенциалов, отклоняющая заряженную нить к одному из ножей.

UNREGISTERED COPY OF SCANPAPYRUS

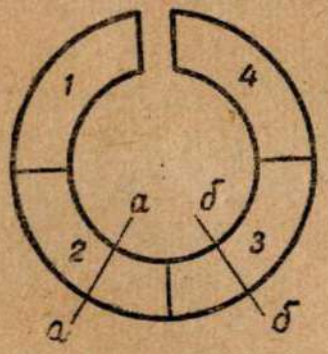


Рис. 12.23. К объяснению закона Вольта.

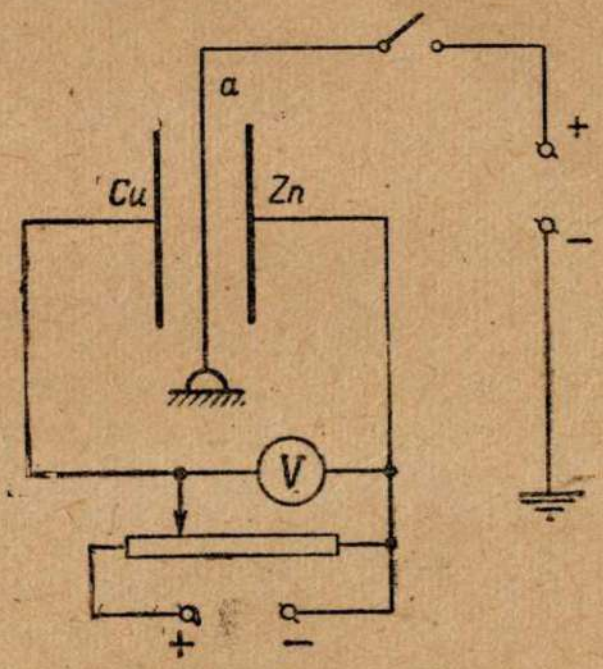


Рис. 12.24. Схема измерения контактной разности потенциалов.

Если теперь через делитель напряжения подать на ножи электрометра небольшую разность потенциалов, противоположную знаку контактной разности потенциалов, то можно скомпенсировать действие последней и добиться того, чтобы нить не отклонялась. При компенсации отклонения нити контактная разность потенциалов равна напряжению на ножах.

Контактная разность потенциалов, так же как и работа выхода, очень сильно зависит от чистоты поверхностей металлов. Для чистых поверхностей она порядка нескольких десятых долей вольта.

§ 163. Явление Пельтье. Внутренняя контактная разность потенциалов

Внутренняя контактная разность потенциалов $\Delta\varphi_i$ изображается на рисунке 12.22 разностью уровней дна потенциальных ям обоих соприкасающихся металлов.

Наличие разности потенциалов в контакте двух металлов приводит к выделению или поглощению тепла при прохождении тока через контакт. Это явление открыто Ж. Пельтье, именем которого оно названо. Наблюдать его можно с помощью прибора, изображенного на рисунке 12.25. Внутри стеклянного сосуда A' помещен контакт двух цилиндрических проводников *1* и *2*, лучше всего сурьмы и висмута, через пробки, вставленные в отверстия в стенках сосуда. К проводникам подводится ток от батареи, направление которого можно менять коммутатором K. Сосуд A' сообщается с горизонтальной трубкой B, в которой находится капля окрашенной жидкости. Если в контакте выделяется тепло, то воздух в сосуде A' нагревается и капля перемещается вправо. Если в контакте происходит поглощение тепла, то капля перемещается в противоположном направлении. Благодаря большой площади сечения стержней выделяющееся в контакте джоулево тепло невелико. При прохождении тока от сурьмы к висмуту тепло Пельтье выделяется, при обратном направлении тока тепло Пельтье поглощается и контакт охлаждается. Опыт показывает, что теплота Пельтье пропорциональна количеству протекшего электричества q или первой степени величины тока:

$$Q = \Pi q = \Pi i t. \qquad (163,1)$$

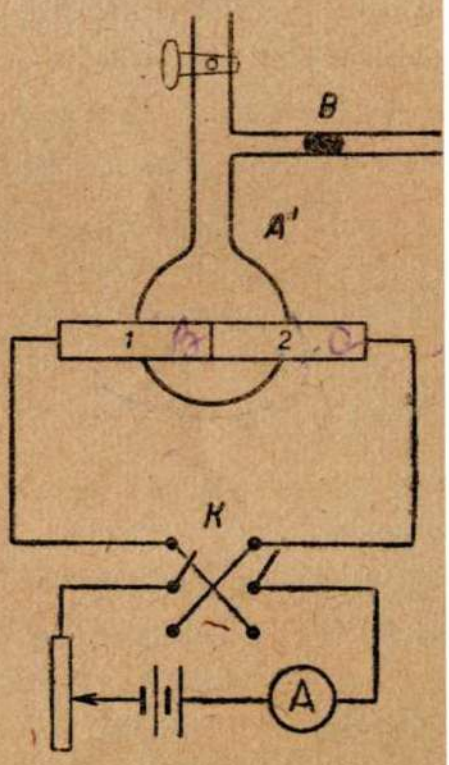


Рис. 12.25. Схема прибора для наблюдения явления Пельтье.

UNREGISTERED COPY OF SCANPAPYRUS

Коэффициент Пельтье П зависит от рода проводников, образующих контакт. Его числовое значение 10^{-2}—10^{-3} *в*, если Q выражено в джоулях, а q — в ампер-секундах. Тепло Q положительно, если теплота выделяется, при изменении направления тока теплота Пельтье меняет знак. Это означает изменение знака коэффициента Пельтье:

$$\Pi_{1,2} = -\Pi_{2,1}.$$

Выделение тепла Пельтье означает, что кинетическая энергия электронов возрастает при прохождении через контакт. Это происходит в том случае, когда существующая в месте соприкосновения разных металлов внутренняя разность потенциалов $\Delta\varphi_i$ ускоряет электроны. При противоположном направлении движения электронов контактная разность потенциалов тормозит электроны и происходит охлаждение.

Из рассмотрения формулы (163,1), казалось бы, можно сделать вывод, что коэффициент Пельтье равен внутренней контактной разности потенциалов, однако это справедливо лишь в том случае, если кинетическая энергия электронов в разных металлах одинакова. Но мы знаем, что уровень Ферми для разных металлов разный, следовательно, и кинетические энергии электронов проводимости в разных металлах не одинаковы, поэтому коэффициент Пельтье не равен внутренней контактной разности потенциалов.

UNREGISTERED COPY OF SCANPAPYRUS

Классическая электронная теория позволяет вывести формулу для внутренней контактной разности потенциалов. Приняв, что для электронного газа в металлах действительно классическое распределение Больцмана (см. «Молекулярную физику»), можем написать:

$$n_1 = n_2 e^{-\frac{W_1 - W_2}{kT}} = n_2 e^{-\frac{e(\varphi_1 - \varphi_2)}{kT}}, \qquad (163,2)$$

где n_1 и n_2 — концентрация электронов в соприкасающихся металлах, а $W = e\varphi$ — потенциальная энергия электрона в металле (не смешивать заряд электрона e и основание натуральных логарифмов e!). Прологарифмировав выражение (163,2), получим формулу для внутренней контактной разности потенциалов:

$$\varphi_2 - \varphi_1 = \Delta\varphi_i = \frac{kT}{e} \ln \frac{n_1}{n_2}. \qquad (163,3)$$

Вычисленные по этой формуле значения $\Delta\varphi_i$ при комнатной температуре оказываются порядка 10^{-2}—10^{-3} *в*.

В замкнутой цепи из разных металлов нулю равна не только сумма внешних контактных разностей потенциалов, как это было показано в предыдущем параграфе, но нулю равна и сумма внутренних контактных разностей потенциалов $\Delta\varphi_i$. Действительно, обозначив внутренние разности на контакте каж-

дой пары металлов через $\varphi_{1,2}$, $\varphi_{2,3}$ и т. д., получим, учитывая (163,3):

$$\varphi_{1,2}+\varphi_{2,3}+\varphi_{3,4}+\varphi_{4,1}=\frac{kT}{e}\left(\ln\frac{n_1}{n_2}+\right.$$

$$\left.+\ln\frac{n_2}{n_3}+\ln\frac{n_3}{n_4}+\ln\frac{n_4}{n_1}\right)=\frac{kT}{e}\ln 1=0. \qquad (163,4)$$

§ 164. Термоэлектричество

Формула (163,4) показывает, что в замкутой цепи из двух или большего числа металлов при одинаковой температуре всех контактов сумма контактных разностей потенциалов равна нулю. Если же температура контактов не одинакова, то в цепи возникает так называемая термоэлектродвижущая сила. Так, для цепи из двух различных металлов

$$\mathcal{E}=\varphi_1+\varphi_2=\frac{kT_1}{e}\ln\frac{n_1}{n_2}-\frac{kT_2}{e}\ln\frac{n_1}{n_2}=$$

$$=\frac{k}{e}\ln\frac{n_1}{n_2}(T_1-T_2)=a(T_1-T_2). \qquad (164,1)$$

Здесь мы предполагали, что отношение концентраций $\frac{n_1}{n_2}$ электронов в металлах не зависит от температуры. Такая зависимость становится заметной лишь при больших разностях температур, и тогда формула (164,1) заменяется более сложной:

$$\mathcal{E}=a(T_1-T_2)+\frac{b}{2}(T_1^2-T_2^2). \qquad (164,2)$$

UNREGISTERED COPY OF SCANPAYRUS

Явление термоэлектричества было впервые обнаружено Зеебеком в 20-х годах прошлого столетия. Величина термоэлектродвижущей силы, сокращено т. э. д. с., зависит не только от разности температур, но и от абсолютного значения температур. Количественной характеристикой термоэлектрических явлений служит коэффициент т. э. д. с. a или дифференциальная т. э. д. с.: $a=\frac{d\mathcal{E}}{dT}$, численно равная разности потенциалов, возникающей при разности температур нагретого и холодного контактов равной одному градусу. Для большинства пар металлов это величина порядка сотых долей милливольта на градус. Величина термотока в толстых проводниках может быть достаточно большой.

При разности температур контактов в несколько сот градусов для измерения т. э. д. с. достаточно милливольтметра. При меньших разностях температур пользуются компенсационным методом или применяют зеркальный гальванометр.

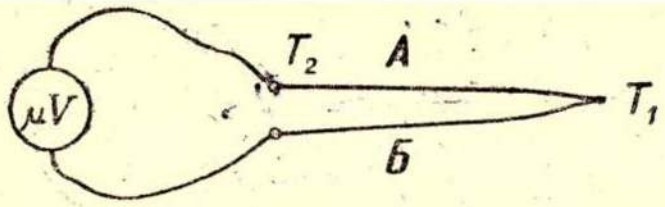


Рис. 12.26. Схема термопары.

Схема простейшей термопары изображена на рисунке 12.26. Термопара состоит из двух разных металлов A и $Б$, сваренных своими концами. Другие концы металлов присоединены к цепи милливольтметра или другого измерителя напряжения. Сваренный конец термопары помещают в пространство, температуру которого надо измерить. Вторые концы термопары должны находиться при одинаковой температуре T_2, например комнатной.

По закону Вольта, контактная разность потенциалов зависит лишь от крайних металлов в цепи. Это положение можно применить к т. э. д. с. и полагать, что в термопаре между металлами A и $Б$ находится третий металл, например платина, при некоторой постоянной температуре. Тогда

$$\mathcal{E}_{АБ} = \mathcal{E}_{A\,Pt} + \mathcal{E}_{Pt\,Б} = \mathcal{E}_{A\,Pt} - \mathcal{E}_{Б\,Pt}. \qquad (164,3)$$

Если известны т. э. д. с. различных металлов и платины, то на основании (164,3) можно вычислить т. э. д. с. для любой пары металлов. В таблице 14 приведены значения т. э. д. с. в милливольтах для термопар из платины и различных металлов при различных температурах нагретого спая.

Для получения наибольшей т. э. д. с. при данной температуре надо составить пару из металла, имеющего наибольшую положительную т. э. д. с. по отношению к Pt, и металла, имеющего наибольшую отрицательную т. э. д. с. по отношению к Pt, например (см. таблицу), при $t = 300°$ С этому требованию удовлетворяет пара железо—константан, ее т. э. д. с. равна $4{,}85 - (-11{,}71) = 16{,}56$ *мв*. Т. э. д. с. пары $АБ$ считается положительной, если при нагревании одного контакта в другом ток течет от A к $Б$. Если нагреть контакт, бывший ранее холодным, то т. э. д. с. меняет знак и ток течет в противоположном направлении.

UNREGISTERED COPY OF SCANPAPYRUS

Величина коэффициента a т. э. д. с. изменяется с изменением температуры, поэтому зависимость $\mathcal{E}$ от T в общем случае является нелинейной, но почти каждая термопара имеет линейный участок. У некоторых термопар имеет место так называемая инверсия т. э. д. с. При достаточно больших температурах величина т. э. д. с. начинает падать и может даже переменить знак (рис. 12.27). К таким парам относятся пары Fe—Mo, Fe—W, Fe—Ag, Fe—Cu, для последней температура инверсии равна 300° С.

Основное применение термоэлектричества — измерение температур, в особенности высоких и низких. Для каждого температурного интервала подбирается наиболее подходящая пара металлов, дающая в этом интервале линейную зависимость $\mathcal{E}$

от T. Термопары обычно изготовляются из двух проволок, концы которых сварены или спаяны между собой. Проволоки в технических термопарах помещены в двухканальную фарфоровую трубку, на которую надевается защитный стальной кожух.

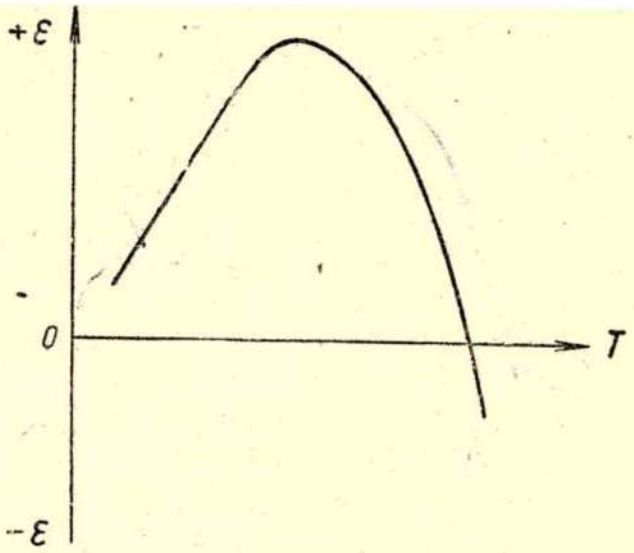


Рис. 12.27. Инверсия т. э. д. с.

Чувствительность термопар может быть очень сильно повышена, если ряд термопар соединить последовательно. Такой термостолбик (рис. 12.28) состоит из металлического футляра A, в котором имеется закрывающееся задвижкой окошко B. Внутри футляра смонтированы последовательно включенные термопары из чередующихся сваренных

Таблица 14

Температура нагретого спая, °С	Термо-э. д. с. *мв* для сплава						
	Pt—Fe	Pt—Cu	Pt—хромель	Pt—алюмель	Pt—константан	Pt—манганин	Pt—(Pt+10% Rh)
100	+1,89	+0,76	+2,81	—1,29	—3,51	+0,61	+0,64
300	+4,85	+3,15	+9,32	—2,89	—11,71	+2,77	+2,32
500	+6,79	+6,41	+16,21	—4,43	—20,79	+5,95	+4,22
700	+9,12	+10,49	+22,96	—6,18	—30,18	—	+6,26
1000	+14,30	+18,20	+32,52	—8,79	—43,92	—	+9,57
1500	—	—	—	—	—	—	+15,5

UNREGISTERED COPY OF SCANPAPYRUS

проволочек двух металлов. Одни контакты, например все четные, нагреваются, нечетные остаются при комнатной температуре. При применении зеркального гальванометра или компенсационной схемы чувствительность термостолбика может быть доведена до миллионной доли градуса. Применяются термостолбики главным образом для обнаружения очень слабого излучения нагретых тел, находящихся на большом расстоянии.

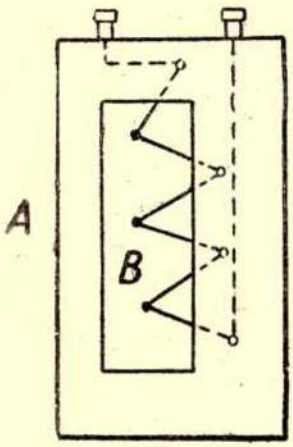


Рис. 12.28. Схема термостолбика.

Возможно применение термоэлектричества как силового источника тока. Металлические термопары для этого малопригодны, так как к. п. д. меньше 1%. Столь малый к. п. д. определяется как малым значением коэффициента т. э. д. с. a, так и большой теплопроводностью металлов, вызывающей значительный тепловой поток от нагретого спая к холодному.

Значительно лучшие результаты получены в последние годы с полупроводниковыми термогенераторами (работы акад. А. Ф. Иоффе и его сотрудников). Полупроводники имеют бóльшие значения коэффициента a и меньшую теплопроводность, поэтому их к. п. д. может быть доведен до 6—7%. Возможно, что с помощью полупроводниковых термогенераторов удастся экономически выгодно преобразовывать солнечную энергию непосредственно в электрическую.

§ 165. Явление Томсона

У. Томсон установил, что дополнительное количество теплоты может выделяться или поглощаться не только на контакте двух металлов, но и в одном куске металла, если только создать в этом металле градиент температур. Это явление получило название явления Томсона. Для объяснения его рассмотрим схему, в которой наблюдается явление Томсона (рис. 12.29). Два одинаковых металлических стержня включены последовательно в цепь, содержащую батарею U и амперметр A. Ближайшие к батарее концы стержней поддерживаются при температуре t_1, например 0° С, удаленные от батареи концы стержней поддерживаются при другой температуре t_2, например 100° С. Таким образом, в стержнях существуют потоки тепла, в стержне A направление электрического тока и потока тепла противоположны, в стержне B они совпадают. До включения тока на стержнях подбирают такие две точки a и $б$, температуры которых одинаковы. После включения тока равенство температур нарушается: в одном стержне температура несколько повышается, в другом — она понижается.

UNREGISTERED COPY OF SCANPAPYRUS

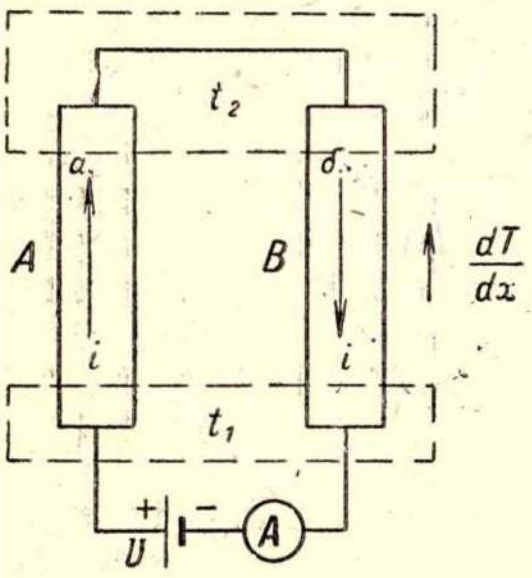


Рис. 12.29. Схема для наблюдения явления Томсона.

В некоторых металлах тепло выделяется в том стержне, в котором направления теплового потока и электрического тока совпадают (Zn, Bi), в других металлах (Fe, Pt, Sb) тепло поглощается при этих же условиях.

Причина явления Томсона — изменение потоков диффузии электронов при наличии градиента температур. При нагревании одного из концов проводника тепловые скорости электронов в нем возрастают и появляется преобладание диффузионного потока электронов от нагретого конца стержня к холод-

ному. Возрастание энергии электронов означает, что проводник становится неоднородным, а в неоднородных проводниках наблюдается явление Пельтье, поэтому явление Томсона можно рассматривать как явление Пельтье в одном металле с температурной неоднородностью.

Если Q — количество тепла Томсона, выделившегося за время t в объеме V, то опыт показывает, что

$$\frac{Q}{Vt} = \sigma \frac{dT}{dx} j, \tag{165,1}$$

где j — плотность тока, а σ — так называемый коэффициент Томсона, зависящий от проводника и температуры. Применим формулу (165,1) к короткому стержню длиной Δx, на концах которого разность температур ΔT, тогда можно положить $\sigma = \text{const}$ для данного проводника. Учитывая, что $\frac{dT}{dx} \Delta x = \Delta T$, $jS = i$ и $V = S\Delta x$, получим

$$Q = \sigma \Delta T i t. \tag{165,2}$$

Числовые значения коэффициента Томсона для металлов невелики, порядка 10^{-5}. За положительное направление тока принимают направление, совпадающее с направлением градиента температур, т. е. направление от холодного конца проводника к горячему.

UNREGISTERED COPY OF SCANPAPYRUS

§ 166. Контактные явления в полупроводниках

Контактные явления на границе металла с полупроводником или между двумя полупроводниками сильно отличаются от рассмотренных выше контактных явлений между двумя металлами.

Толщина двойного электрического слоя у металлов очень мала, расчеты показывают, что она порядка 10^{-8} *см*, т. е. того же порядка, что и расстояния между атомами в кристаллической решетке. Концентрация электронов проводимости в металле порядка 10^{22} *см*$^{-3}$.

В контактном слое на границе двух металлов диффузия электронов из того металла, где работа выхода меньше, быстро приведет к возникновению задерживающей эту диффузию контактной разности потенциалов. При этом ввиду большой концентрации электронов продиффундировавшие во второй металл электроны расположатся в очень тонком граничном слое. Подсчет дает для толщины этого слоя величину порядка 10^{-8} *см*. Число электронов, участвующих в диффузии через контактный слой, составляет не более одного-двух процентов от общего числа электронов, находящихся на поверхности металла.

Поэтому контактный слой двух металлов никакими существенными особенностями обладать не будет.

Иное дело, в случае контакта металла и полупроводника и особенно двух полупроводников. Концентрация электронов проводимости в полупроводниках значительно ниже, чем в металлах, она порядка 10^{12}—10^{19} $см^{-3}$, поэтому электроны в контактном слое могут проникнуть на значительно большее расстояние, порядка 10^{-4} $см$, пока создастся задерживающая дальнейшую диффузию контактная разность потенциалов. Образующийся контактный слой будет существенно отличаться своими свойствами от свойств соприкасающихся полупроводников.

Рассмотрим контакт двух полупроводников с различными знаками носителей тока: донорных и акцепторных, первый тип полупроводника называется n-типом, второй — p-типом. Контакт таких полупроводников называется n — p-переходом. Он образуется не механическим соединением двух разных типов, а путем создания в одном монокристалле полупроводника двух зон с разными типами проводимости. Для этого на монокристаллическую пластинку полупроводника, например германия, обладающего n-проводимостью, наплавляется индий, диффундируя в германий, акцепторные атомы индия создают зону p-проводимости, а на границе зон p и n возникает контактный слой. Температура плавления индия 156° С, температура плавления германия значительно выше — 958° С. Нагрев индия при сплавлении с германием производится до 550°, при этой температуре диффузия идет довольно интенсивно. Если монокристаллическая пластинка является p-полупроводником, то наплавляется сплав олова с сурьмой или мышьяком, создающий n-зону.

UNREGISTERED COPY OF SCANPAPYRUS

Каждый из двух типов носителей тока: электроны и дырки — диффундирует через n—p-переход, создавая на n-зоне слой положительных зарядов — дырок, а в p-зоне слой отрицательных зарядов — электронов. Распределение концентраций носителей тока, плотности объемного заряда, потенциальной энергии электронов и дырок и напряженности электрического поля в контактном слое вблизи n—p-перехода показано на рисунке 12.30. Изображенные состояния соответствуют термическому равновесию и отсутствию внешнего электрического поля.

Переход дырок в n-область создает в ней положительный потенциал, энергия электронов в ней снижается, а энергия дырок увеличивается. В p-области электроны создают отрицательный потенциал, их энергия растет, а энергия дырок снижается (рис. 12.30). Электроны в n-области являются основными носителями тока, в p-области они являются неосновными носителями. Дырки, наоборот, в p-области являются основными, а в n-области — неосновными носителями тока. Из рисунка 12.30 видно, что неосновные носители могут свободно проходить через n—p-переход, так как они при этом перемещаются с более

высокого энергетического уровня на более низкий уровень. Это означает, что электроны из p-области проходят обратно в n-область, а дырки из n-области проходят в p-область. Это создает некоторый ток $i_н$, направленный от n- к p-области. Таким образом, все неосновные носители тока, независимо от того, какой энергией они обладают, могут переходить через n—p-переход, образуя ток $i_н$. Из основных носителей тока через n—p-переход могут проникнуть лишь те, энергия которых превышает высоту потенциального барьера. Эти переходы носителей образуют диффузионный ток $i_о$. В равновесном состоянии $i_н = i_о$. На рисунке 12.31, *а* показаны потенциальные барьеры n—p-перехода и энергетические положения основных (внизу) и неосновных (вверху) носителей тока.

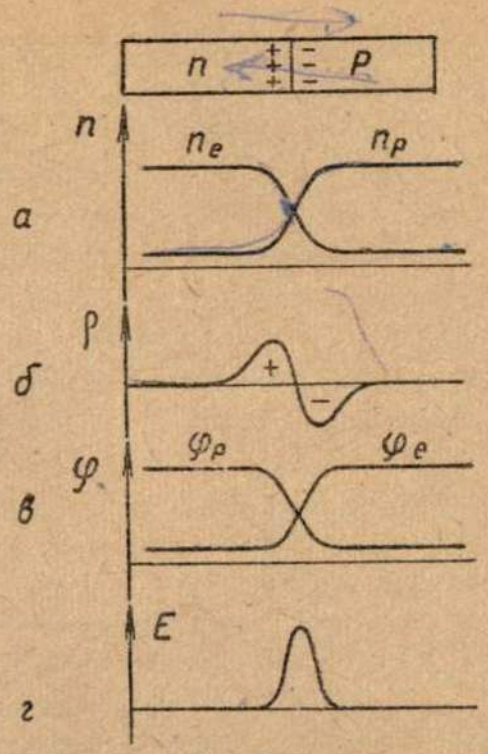


Рис. 12.30. Характеристики n — p-перехода: *а* — концентрация электронов n_e и дырок n_p; *б* — плотность носителей в n — p-переходе; *в* — потенциальная энергия [illegible] дырок; *г* — напряженность электрического поля в n — p-переходе.

UNREGISTERED COPY OF SCANPAPYRUS

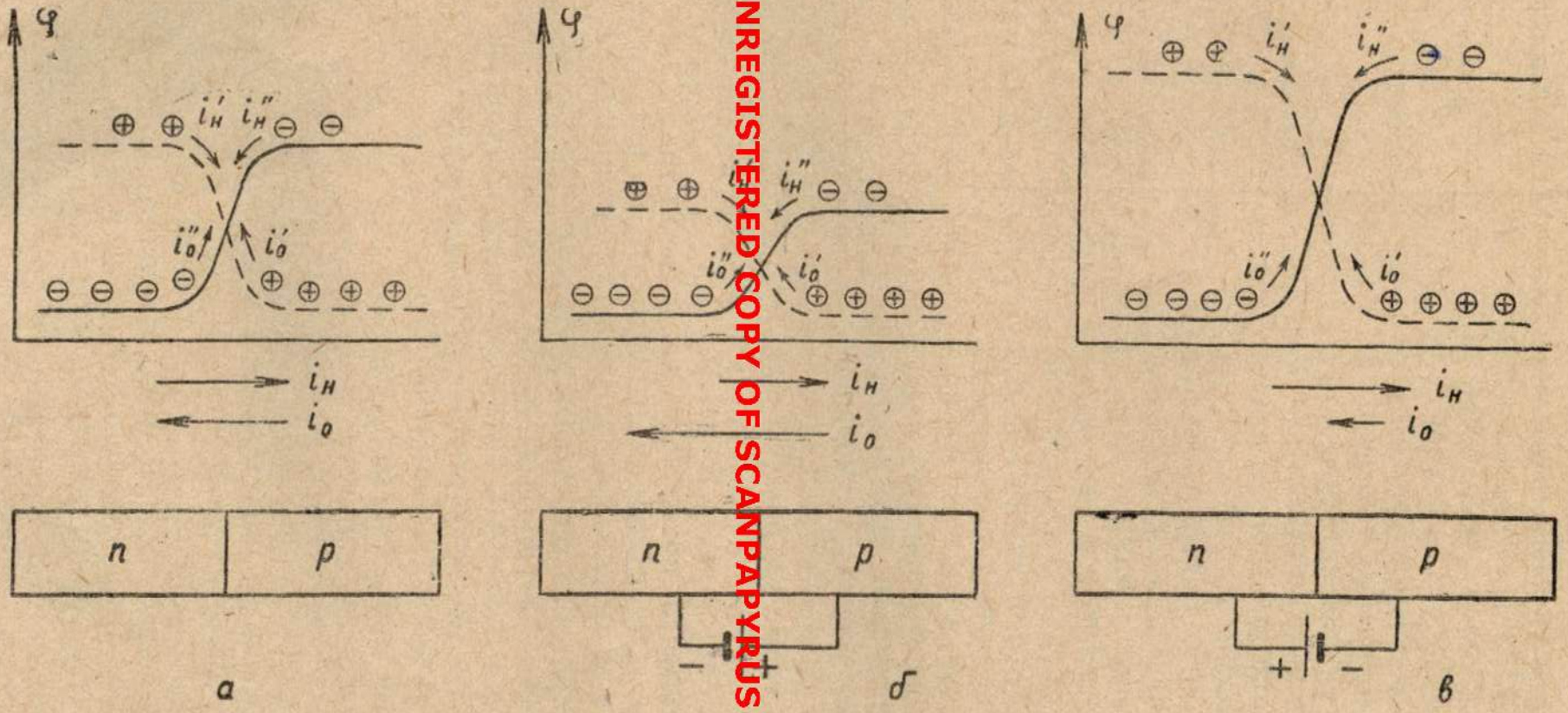
Рассмотрим, как [illegible] при наложении на n—p-переход разности потенциалов от внешнего источника тока (рис. 12.31, *б*).

Если на n-область подан отрицательный потенциал, а на p-область — положительный, то энергии основных носителей в этих областях увеличатся, что означает уменьшение высоты потенциального барьера, вследствие чего диффузионный ток возрастет. Ток неосновных носителей $i_н$ не изменится, так как он не зависит от высоты потенциального барьера. В результате через n—p-переход будет протекать ток

$$i = i_о - i_н, \qquad (166,2)$$

направленный от p-области к n-области. Это явление можно рассматривать как уменьшение сопротивления n—p-перехода при подаче отрицательного потенциала на n-область и положительного потенциала на p-область.

Рассмотрим, что происходит при подаче на n-область положительного, а на p-область отрицательного потенциала (рис. 12.31, *в*). Подача на n-область положительного потенциала снижает энергию отрицательных электронов, что означает повышение энергетического барьера. То же происходит и с дырками, в результате чего барьер смогут пройти только те немногие носители, которые обладают очень большой энергией,



UNREGISTERED COPY OF SCANPAPYRUS

Рис. 12.31. Высота потенциального барьера в $n-p$-переходе: *а* — в отсутствии электрического поля; *б* — поле приложено в прямом направлении; *в* — поле приложено в обратном направлении.

превышающей высоту барьера; диффузионный ток основных носителей очень сильно уменьшается. Это явление можно рассматривать как сильное возрастание сопротивления n—p-перехода. Направление тока в первом случае при малом сопротивлении называется прямым направлением, во втором случае мы имеем обратное направление и n—p-переход является запирающим слоем.

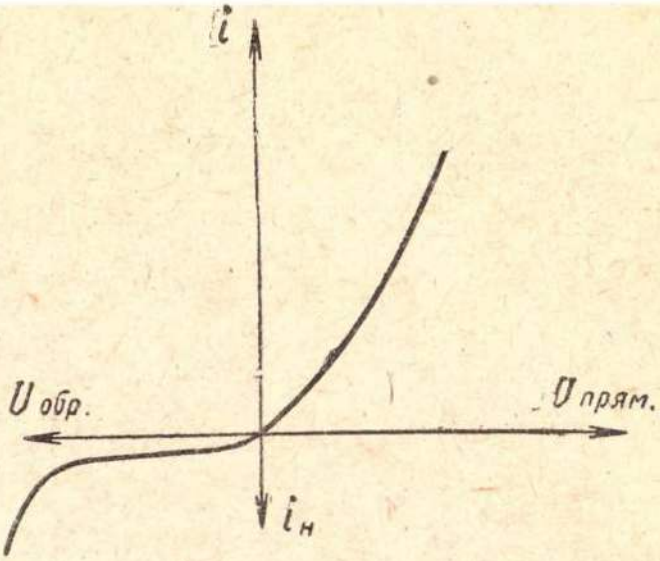


Рис. 12.32. Статическая вольт-амперная характеристика n — p-перехода.

Статическая характеристика n—p-перехода показана на рисунке 12.32. При подаче «прямого» напряжения, вызывающего снижение потенциального барьера, ток $i=i_0—i_н$ быстро растет, при подаче «обратного» запирающего напряжения через n—p-переход протекает только небольшой ток, приближенно равный току неосновных носителей. Быстрое возрастание этого тока при больших напряжениях означает пробой контактного слоя и его разрушение. Подобное явление наблюдается в диэлектриках при очень больших напряжениях.

UNREGISTERED COPY OF SCANPAPYRUS

§ 167. Полупроводниковые выпрямители и детекторы

Большое различие в сопротивлениях n—p-перехода при различных знаках приложенного напряжения позволяет использовать полупроводниковые контакты для выпрямления переменного тока в силовых выпрямителях и различных схемах, а также для детектирования высокочастотных сигналов в радиоустройствах. Такие контакты носят название полупроводниковых или просто кристаллических диодов, по конструкции они делятся на точечные и плоскостные диоды.

В точечном диоде запирающий слой образуется в месте контакта кристалла Ge или Si с металлической проволокой. Схема такого диода типа ДГЦ, дана на рисунке 12.33. Благодаря малой емкости контактного слоя точечные диоды

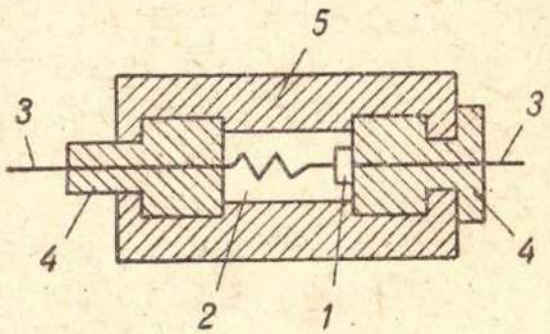


Рис. 12.33. Точечный полупроводниковый диод ДГЦ: *1* — кристалл Ge или Si; *2* — контактная пружина; *3* — токовые вводы; *4* — кристаллодержатель; *5* — керамический корпус.

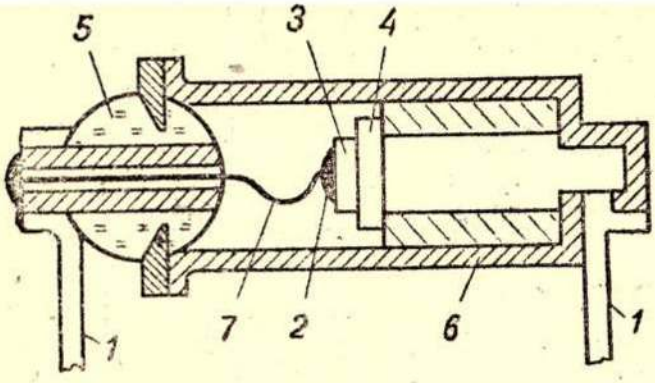


Рис. 12.34. Плоскостной полупроводниковый диод: *1* — токовые вводы; *2* — наплавка индия; *3* — кристалл Ge или Si; *4* — кристаллодержатель; *5* — изолятор; *6* — корпус; *7* — внутренний токоподвод.

могут применяться в качестве детекторов (выпрямителей) высокочастотных колебаний вплоть до сантиметрового диапазона волн. Малая емкость, небольшие размеры, долговечность и высокая механическая прочность являются основными преимуществами кристаллических точечных диодов перед ламповыми вакуумными диодами. Недостатками кристаллических диодов являются наличие значительных собственных шумов и большая температурная зависимость физических свойств, главным образом электрического сопротивления и теплопроводности.

Плоскостные диоды служат главным образом для выпрямления переменного тока в выпрямителях, питающих различные радиоустройства. В таких диодах, так же как и в точечных, применяются очень чистые монокристаллические пластинки Ge и Si, в которых путем диффузии или сплавления создается n—p-переход. Схема такого диода приведена на рисунке 12.34.

Выпускаемые промышленностью германиевые диоды типа ДГЦ24—ДГЦ27 выдерживают обратное напряжение в пределах от 50 до 400 *в* (в зависимости от типа) и дают выпрямленный ток до 300—100 *ма*. В настоящее время разработаны германиевые выпрямители с водяным охлаждением на токи до нескольких сот ампер и напряжение в сотни вольт, а также высоковольтные диоды на напряжения до 3000 *в* на каждый $n-p$-переход и низковольтные выпрямители на токи, достигающие десятков тысяч ампер.

UNREGISTERED COPY OF SCANPAPYRUS

Кроме германиевых и кремниевых диодов, давно известны и широко используются в качестве выпрямителей переменного тока меднозакисные (купроксные) и селеновые выпрямительные элементы. Меднозакисные выпрямляющие контакты получаются после нагрева пластинок очень чистой меди до температуры около 1000° С и последующего охлаждения с определенной скоростью. При этом на поверхности образуются закись меди Cu_2O и некоторые другие соединения. Закись меди является дырочным полупроводником, на границе $Cu—Cu_2O$ благодаря диффузии примесей из меди образуется тонкий слой с n-проводимостью. Контакт этих двух полупроводников и образует выпрямляющий n—p-переход.

Схема меднозакисного выпрямителя приведена на рисунке 12.35. Такие выпрямители выдерживают лишь небольшие обратные напряжения, не превышающие нескольких вольт, сила

выпрямленного тока составляет 50—60 *ма/см²* запирающего слоя. Благодаря достаточно линейной характеристике меднозакисных выпрямителей они получили широкое применение в измерительной технике, в частности для измерения напряжений переменного тока приборами магнитоэлектрической системы.

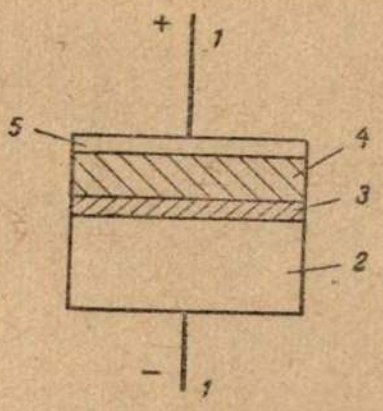


Рис. 12.35. Схема меднозакисного (купроксного) выпрямителя: *1* — токоподводы; *2* — медь; *3* — запирающий слой; *4* — закись меди; *5* — верхний электрод.

Конструкция селеновых выпрямителей сходна с конструкцией меднозакисных. На стальном или алюминиевом основании нанесен слой кристаллического селена, а на селене — слой сплава из 53% Bi, 21% Cd и 26% Sn. Состав сплава может быть и иным. Запирающий слой образуется между селеном и сплавом, ток идет от селена к сплаву. Селеновый выпрямитель выдерживает обратные напряжения до 18 *в*, некоторые типы до 36 *в*, величина выпрямленного тока зависит от схемы включения (однополупериодное или двухполупериодное выпрямление) и меняется от 15 до 50 *ма/см²*. Для выпрямления тока при бо́льших напряжениях ряд селеновых элементов включается последовательно. Существуют и другие выпрямительные устройства.

UNREGISTERED COPY OF SCANPAPYRUS

§ 168. Полупроводниковые усилители — транзисторы

При проникновении через *n*—*p*-переход основные носители тока становятся неосновными. Электроны, будучи основными носителями в *n*-области, становятся неосновными в *p*-области; дырки, наоборот, из основных носителей в *p*-области превращаются в неосновных носителей после диффузии в *n*-область. Став неосновными носителями, электроны и дырки, рекомбинируют с основными носителями тока. Но эта рекомбинация происходит не сразу после диффузии носителей через *n*—*p*-переход; в течение некоторого времени неосновные носители двигаются, проникая на некоторую глубину за запирающий слой. Такое проникновение неосновных носителей носит название инжекции (впрыскивания) электронов в *p*-область и дырок в *n*-область. Концентрация инжектированных электронов и дырок быстро падает по мере увеличения расстояния от запирающего слоя (рис. 12.36).

Инжекция не создает объемных зарядов, так как увеличение концентрации неосновного носителя вызывает увеличение концентрации и основного носителя благодаря притяжению

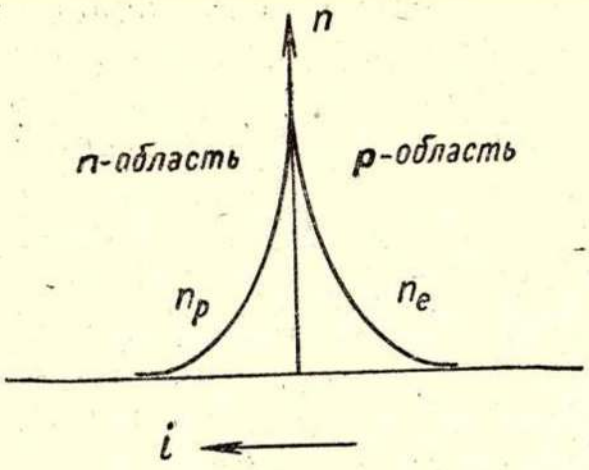


Рис. 12.36. Распределение неосновных носителей вблизи перехода.

разноименно заряженных электронов и дырок. Таким образом, состояние электронов и дырок при наличии тока становится неравновесным.

Среднее расстояние, на которое успевают проникнуть неосновные носители до момента рекомбинации, называется длиной диффузионного смещения L_D, в очень чистом Ge L_D достигает 1—2 *мм*.

Число неосновных носителей, рекомбинировавших за время dt, пропорционально времени и избыточной концентрации неосновных носителей, т. е.

$$-dn = \frac{1}{\tau} n dt, \qquad (168,1)$$

где величина τ называется временем жизни неосновных носителей. Интегрируя (168,1), получим:

$$n = n_0 e^{-\frac{t}{\tau}}, \qquad (168,2)$$

где n_0 — начальная концентрация неосновных носителей возле $n-p$-перехода. Величина τ для чистого Ge составляет 10^{-3} *сек*, при наличии примесей она значительно меньше.

UNREGISTERED COPY OF SCANPAPYRUS

На инжекции неосновных носителей основано действие полупроводниковых усилителей, так называемых транзисторов. Усилительное действие полупроводниковых контактов впервые обнаружил в 1922 г. советский радиолюбитель О. В. Лосев. Современный плоскостной транзистор состоит из монокристалла Ge, в котором созданы два $n-p$-перехода (рис. 12.37). Средняя часть кристалла обладает n-проводимостью, обе боковые — p-проводимостью. Возможно и обратное расположение зон проводимости: в середине p-зона, по краям две n-зоны. На один из $n-p$-переходов подается проходное напряжение (левый переход на рис. 12.37), на второй переход подается значительно большее запирающее напряжение. Крайняя область возле $n-p$-перехода, на который подано переходное напряжение, называется эмиттером, вторая крайняя область называется коллектором, средняя часть называется основанием, или базой.

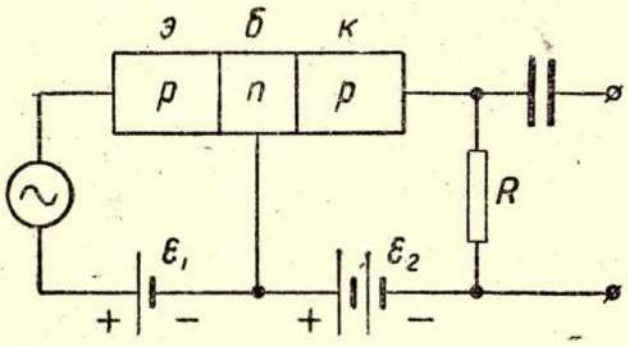


Рис. 12.37. Схема транзистора.

Ток от эмиттера к основанию, идущий в прямом направлении,

создает инжекцию дырок в n-область. Последняя делается очень узкой, ширина ее от нескольких микрометров до десятков микрометров, при такой ширине n-области дырки не успевают рекомбинировать с электронами и достигают второго n—p-перехода. Здесь дырки захватываются приложенным к переходу напряжением от батареи $\mathcal{E}_2$ и проникают в коллектор уже в качестве основных носителей, участвуя в создании тока коллектора. Величина тока коллектора $i_к$ оказывается очень близкой к току эмиттера, так как число рекомбинировавших дырок в очень узком основании невелико. Ток эмиттера вызывается очень небольшим напряжением, приложенным между эмиттером и основанием, падение напряжения на нагрузочном сопротивлении R может быть во много раз больше, чем напряжение эмиттера, следовательно, транзистор дает значительное усиление по напряжению и по мощности. Величина усиления зависит от n—p-перехода, нагрузочного сопротивления R и напряжения батареи $\mathcal{E}_2$. Величина усиления напряжения и усиления мощности может достигать 10 000. Подобно электронной лампе, транзистор дает усиление и напряжения, и мощности, но в лампе анодный ток управляется напряжением на сетке, а в транзисторе ток коллектора, соответствующий анодному току лампы, управляется током эмиттера.

Энергетическая диаграмма транзистора изображена на рисунке 12.38. При отсутствии внешнего поля потенциальная энергия дырок [illegible] n-области (рис. 12.38, *а*). При подаче на левый n—p-переход прямого напряжения высота потенциального барьера снижается вследствие повышения энергии дырок в p-области. Высота потенциального барьера правого n—p-перехода повышается вследствие понижения энергии дырок в p-области при подаче на нее отрицательного потенциала. Таким образом, дырки легко «перекатываются» через по-

UNREGISTERED COPY OF SCANPAPYRUS

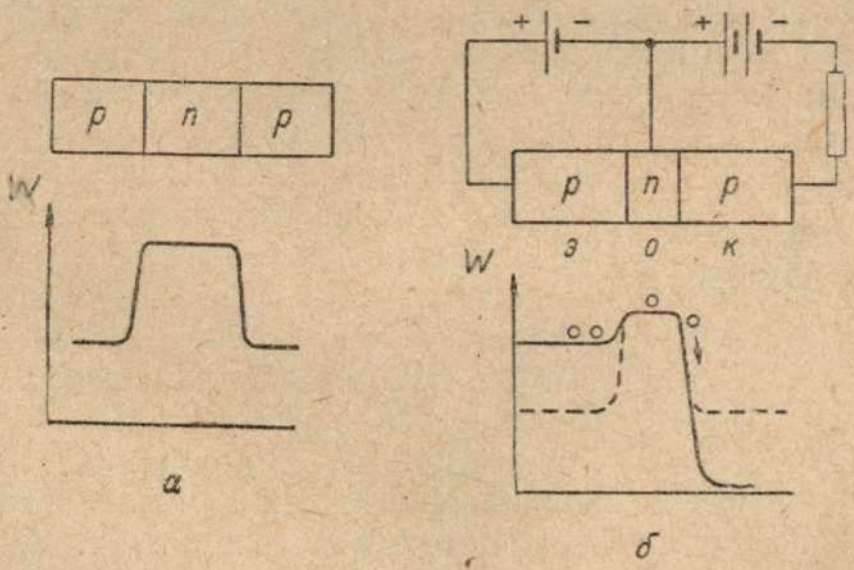


Рис. 12.38. К пояснению работы транзистора.

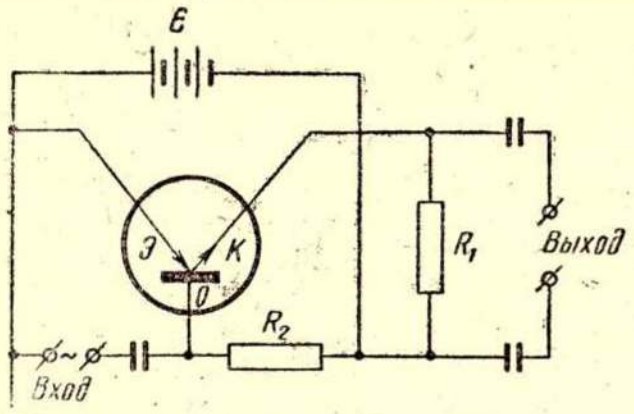


Рис. 12.39. Простейшая схема полупроводникового усилителя.

тенциальный барьер и попадают в правую p-область. Все это может происходить в том случае, если основание имеет малую толщину, которую дырки успевают пройти за время своей жизни τ. Аналогичный вид имеет энергетическая диаграмма электронов.

Недостатком плоскостных транзисторов, кроме температурной зависимости сопротивления, является значительная емкость n — p-переходов, играющая особенно заметную роль в коллекторном переходе. Благодаря этому плоскостные триоды применяются при не очень высоких частотах, не превышающих в лучшем случае (при толщинах основания в несколько микрометров) нескольких десятков мегагерц. Значительно лучшими частотными свойствами обладают точечные транзисторы, состоящие из двух очень близких точечных переходов, подобных изображенному на рисунке 12.33. На рисунке 12.39 приведена простейшая схема включения транзистора.

Полупроводниковые кристаллы используются не только для изготовления диодов и триодов, но также и тетродов, подобных многосеточным лампам. В кристаллическом тетроде электрическое поле прикладывается к основанию перпендикулярно к направлению движения носителей тока. Это напряжение изменяет высоту потенциального барьера, а следовательно, и величину тока, идущего между двумя n—p-переходами. Такой тетрод можно использовать в качестве модулятора, смесителя колебаний и т. д. Существуют и другие типы полупроводниковых усилителей.

UNREGISTERED COPY OF SCANPAPYRUS

Полупроводниковые диоды и транзисторы могут быть изготовлены в виде тонкопленочных систем. На рисунке 12.40 приведена схема пленочного, так называемого полевого транзистора. На диэлектрическую подложку *1* напыляется два металлических электрода *2* и *3*, изготавливаемых из Au или Al, они называются исток и сток. Затем напыляются слой полупроводника *4*, обычно CdS, слой диэлектрика *5*, обычно SiO и металлический электрод *6*, называемый затвором. Подачей положительного напряжения на затвор можно значительно увеличивать ток между истоком и стоком, т. е. получать усиление по току.

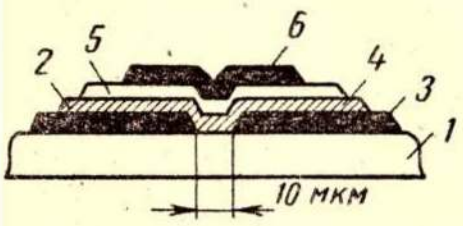


Рис. 12.40. Пленочный полевой транзистор: *1* — диэлектрическая подложка; *2* — исток; *3* — сток; *4* — полупроводник; *5* — диэлектрик; 6 — затвор.

§ 169. Некоторые другие применения полупроводников

Термосопротивления (термисторы). Большой температурный коэффициент сопротивления полупроводников дает возможность широко использовать их для измерения температур, для автоматического регулирования тока и т. д. Температурный коэффициент сопротивления полупроводников отрицательный, для ряда материалов его зависимость от температуры может быть выражена формулой:

$$\alpha = -\frac{b}{T^2} = -\frac{W_a}{2kT^2}, \qquad (169,1)$$

где W_a — энергия активации полупроводника.

В качестве материалов для термосопротивлений используются смеси ZnO, MgO, Fe_3O_4, MnO, $MgAl_2O_4$, Zn_2TiO_4 и многие другие. Удельное сопротивление полупроводников может быть выражено формулой:

$$\rho = Ae^{\frac{B}{T}}, \qquad (169,2)$$

где A и B — величины постоянные в данном, не очень широком интервале температур. Удельное сопротивление полупроводника Ag_2S при комнатной температуре $\rho \approx 500$ *ом·см*, его температурный коэффициент $\alpha = -5 \cdot 10^{-2}$ *град*$^{-1}$. Для сравнения приведем данные для металла Zn: $\rho \approx 1$ *ом·см*, $\alpha \approx 3 \cdot 10^{-3}$ град$^{-1}$. Температурный ход удельного сопротивления полупроводника и металла показан на рисунке 12.41.

UNREGISTERED COPY OF SCANPAPYRUS

Изготовляются термосопротивления в форме столбиков, брусков, дисков и т. д. Исходный материал в виде порошка перемешивается с органической связкой, прессуется и обжигается при высокой температуре, порядка 1000° С.

На рисунке 12.42 приведена типичная вольт-амперная характеристика термосопротивления. Наиболее широко термосопротивления используются в качестве термометров сопротивления для дистанционного измерения, записи и регулирования температур. Термосопротивления включаются в схемы автоматических мостов и потенциометров, связанных с регистрирующими и регулирующими механизмами.

В так называемых силитовых печах, служащих для получения высоких (свыше 1500° С) температур, применяются полупроводниковые нагревательные элементы в виде стержней из карбида кремния SiC. Кривая изменения сопротивления этих элементов приведена на рисунке 12.43.

Термосопротивления различных типов широко применяются в различных схемах автоматики, измерительной технике и т. д. Все полупроводниковые термосопротивления относятся к нелинейным сопротивлениям.

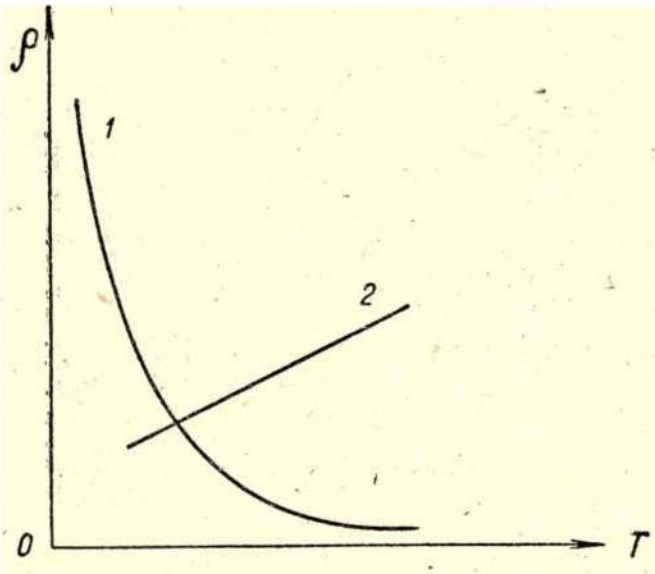


Рис. 12.41. Температурная зависимость удельного сопротивления; *1* — полупроводника; *2* — металла.

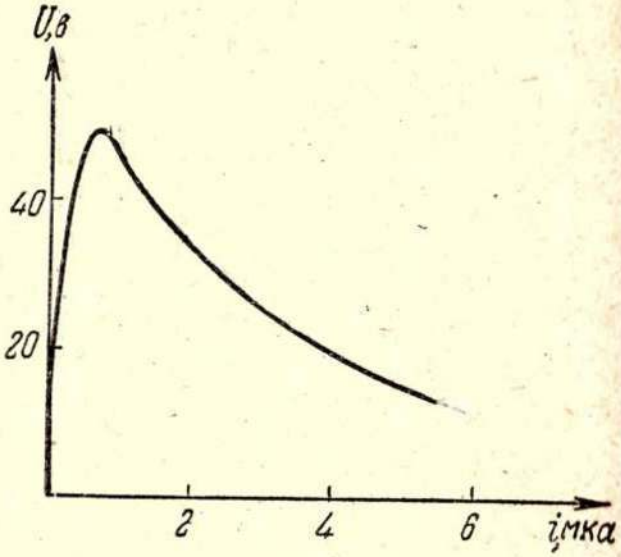


Рис. 12.42. Вольт-амперная характеристика термосопротивления.

Фотосопротивления. Мы видели (§ 159), что собственная проводимость полупроводников сильно возрастает не только при нагревании, но и при облучении светом. Следовательно, сопротивление тонких слоев полупроводников, а в случае прозрачных или полупрозрачных даже не очень тонких, может сильно меняться при освещении. Недостатком фотосопротивлений является заметная инерционность изменения сопротивлений, что не позволяет использовать их в случаях световых потоков с быстроменяющейся интенсивностью.

UNREGISTERED COPY OF SCANPAPYRUS

Спектральная чувствительность фотосопротивлений зависит от их состава и обработки. У различных фотосопротивлений область чувствительности может перемещаться от инфракрасной области спектра до ближней ультрафиолетовой.

На рисунке 12.44 показана световая характеристика фотосопротивления: на оси ординат отложена величина фототока $i_ф$, протекающего через фотосопротивление при постоянном значении приложенного напряжения U, а на оси абсцисс отложена величина светового потока $Ф$. Вольт-амперная характеристика большинства фотосопротивлений линейна. До напряжений в несколько

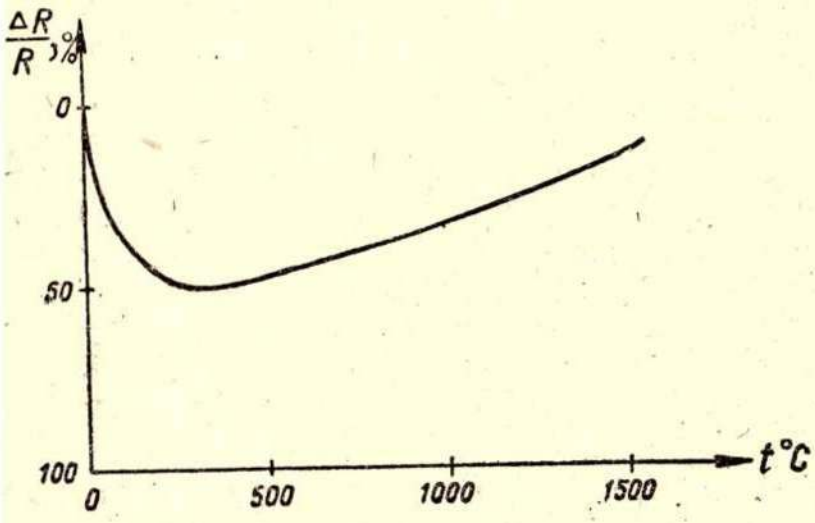


Рис. 12.43. Температурная зависимость сопротивления полупроводниковых нагревательных элементов силитовой печи.

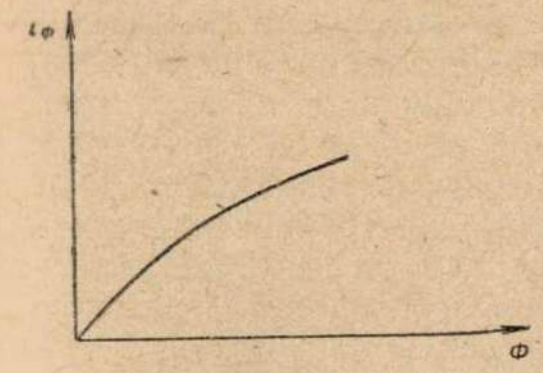


Рис. 12.44. Световая характеристика фотосопротивления.

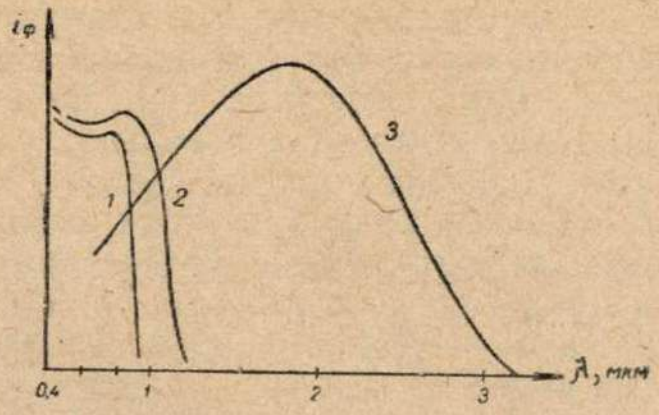


Рис. 12.45. Спектральные характеристики фотосопротивлений: *1* — селенового; *2* — таллофидного; *3* — сернистосвинцового (ФС-1).

сот вольт при постоянном освещении фототок растет пропорционально приложенному напряжению.

Спектральные характеристики некоторых фотосопротивлений приведены на рисунке 12.45. На оси ординат отложена величина фототока при одинаковой энергии падающего светового потока и постоянном приложенном напряжении; на оси абсцисс отложена длина волны в микрометрах. Масштаб фототока для разных сопротивлений неодинаков.

Зависимость величины фототока от частоты изменений интенсивности падающего на фотосопротивление светового потока при $U = \text{const}$ дана на рисунке 12.46.

UNREGISTERED COPY OF SCANPAPYRUS

Фотосопротивления применяются почти во всех тех случаях, когда можно применять фотоэлементы. В настоящее время получили применение фотосопротивления из CdTe, CdSe, Si, Ge, Cu_2O, SeTe и другие.

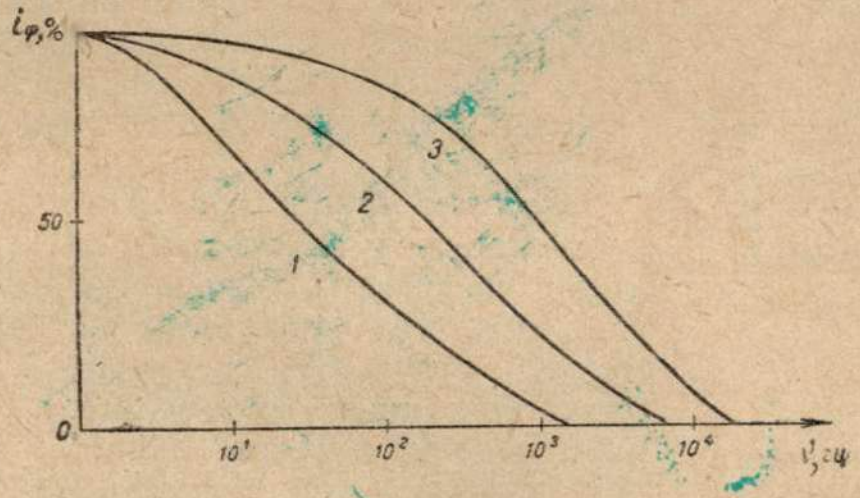


Рис. 12.46. Зависимость фототока через фотосопротивление от частоты изменения интенсивности света: *1* — селеновое; *2* — таллофидное; *3* — сернистовисмутовое.

Полупроводниковые фотоэлементы. Они служат для непосредственного преобразования световой энергии в электрическую. Свет, воздействуя на n—p-переход запирающего слоя, вызывает появление довольно значительной э. д. с., достигающей нескольких десятых вольта. Такой фотоэлемент в отличие от обычных вакуумных и газонаполненных фотоэлементов и от рассмотренных выше фотосопротивлений не требует источника напряжения; он сам создает э. д. с., что является исключительно важным, позволяя осуществить прямой переход лучистой энергии в электрическую.

Механизм возникновения э. д. с. в запирающем слое сводится к следующему. Падающий свет создает в полупроводнике электроны и дырки, переводя электроны в зону проводимости. Дырки остаются в валентной зоне, но также становятся неосновными носителями тока и свободно проходят через $n-p$-переход в p-зону, увеличивая тем концентрацию дырок в ней и создавая разность потенциалов между p- и n-зонами. Следовательно, появится электрическое поле, задерживающее дальнейший переход дырок в p-зону. Одновременно начинается обратный переход дырок в n-зону. В результате установится динамическое равновесие, которому будет соответствовать некоторая э. д. с.

Аналогичный процесс происходит с электронами в p-зоне.

Схема полупроводникового, так называемого вентильного фотоэлемента представлена на рисунке 12.47. На металлический (обычно медный) электрод наносится слой полупроводника, в котором создается запирающий слой. Тогда одна часть полупроводника (*1* на рис. 12.47) превращается в n-зону, а другая часть (*2* на рис. 12.47) в p-зону, между ними $n-p$-переход. На полупроводник *2* наносится тонкий полупрозрачный слой металла (обычно Ag или Au), через который свет падает на запирающий слой. Верхний и нижний электроды являются токоотводящими. Полярность фотоэлемента определяется расположением n- и p-зон.

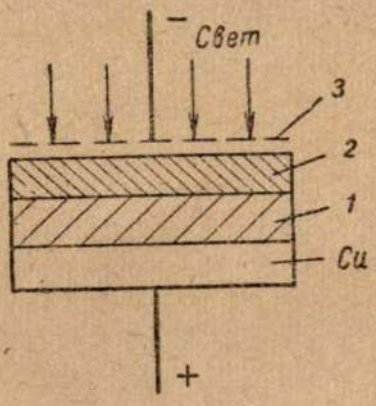


Рис. 12.47. Схема вентильного фотоэлемента: *1* — закись меди Cu_2O; *2* — запирающий слой; *3* — полупрозрачный верхний электрод.

Световые характеристики вентильных фотоэлементов зависят от нагрузки. При малой нагрузке i_Φ линейно зависит от освещенности, при увеличении нагрузки зависимость становится нелинейной. Важной характеристикой фотоэлемента является интегральная чувствительность, под которой понимают ток, получаемый от одного люмена падающего светового потока при температуре источника света, равной 2840° К.

UNREGISTERED COPY OF SCANPAPYRUS

В таблице 15 приведены чувствительности наиболее распространенных типов фотоэлементов.

Спектральная чувствительность вентильных фотоэлементов, так же как и чувствительность фотосопротивлений, весьма различна для различных фотоэлементов. На рисунке 12.48 представлены спектральные характеристики ряда фотоэлементов (масштабы по оси ординат разные).

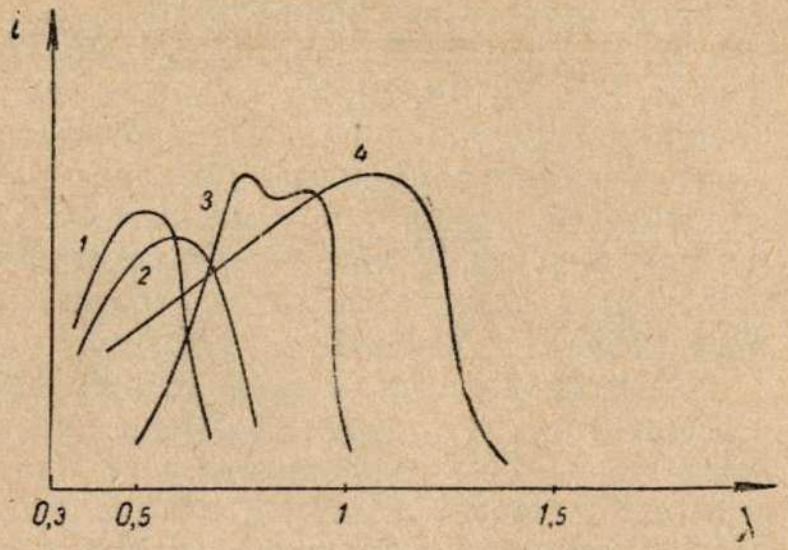


Рис. 12.48. Спектральные характеристики вентильных фотоэлементов: *1* и *2* — меднозакисного; *3* — селенового; *4* — сернистоталлиевого.

Энергетический к. п. д. новейших вентильных фотоэлементов достигает 6—7%, что дает возможность использовать их как источники энергии, что сделано на советских искусственных спутниках Земли. Здесь все питание радиоаппаратуры осуществлялось от солнечных фотоэлектрических батарей.

Фотоэлементы нашли широкое применение в измерительной технике, в автоматике и в ряде других случаев.

Таблица 15

UNREGISTERED COPY OF SCANPAPYRUS

Тип фотоэлемента	Чувствительность, *мка/лм*
Газонаполненный	150
Меднозакисный	100
Селеновый	600
Сернистосеребряный	8 000
Сернистоталлиевый	11 000
Германиевый	30 000

§ 170. Сверхпроводимость

Сопротивление чистых металлов при понижении температуры уменьшается по линейному закону. Но у ряда металлов при очень низких температурах, от десятых долей градуса до нескольких градусов Кельвина, сопротивление скачком падает до нуля. Это явление, получившее название сверхпроводимости, было открыто Г. Камерлинг-Оннесом в 1911 г.

Электрический ток, будучи создан в сверхпроводнике, идет в нем без источника э. д. с. в течение сотен часов. Так, в ртути, которая переходит в сверхпроводящее состояние при 4,2° К, время релаксации тока (время уменьшения до 0,37 i_0) состав-

ляет 96 часов. Сверхпроводимостью обладают 26 металлов: Be, Al, Ti, V, Zn, Ga, Zr, Nb, Mo, Tc, Ru, Cd, In, Sn, La, Hf, Ta, Re, Os, Ir, Hg, Tl, Pb, Bi, Th, U и ряд сплавов и химических соединений иногда даже из компонентов, не обладающих в чистом виде сверхпроводимостью. Температура $T_к$ перехода в сверхпроводящее состояние у разных металлов меняется от 0,14° К у Ir до 9,22° К у Nb. У химических соединений диапазон температур перехода в сверхпроводящее состояние еще шире, у Bi_2Pt $T_к = 0{,}155°$ К, у Nb_3Sn $T_к = 18°$ К.

Сверхпроводимость исчезает в сильных магнитных полях как внешних, так и созданных самим протекающим в сверхпроводнике током. Поэтому при больших плотностях тока сверхпроводимость исчезает. Магнитное поле, пока его величина, которая может меняться в широких пределах от 28 до 100 000 *а/см*, не достигнет предельного значения $H_к$, при котором исчезает сверхпроводимость, не проникает внутрь сверхпроводника, за исключением лишь очень тонкого поверхностного слоя. Поэтому сверхпроводник является идеальным диамагнетиком, линии напряженности магнитного поля обтекают его, не проникая внутрь.

При переходе в сверхпроводящее состояние при охлаждении наблюдается скачок теплоемкости, следовательно это фазовый переход второго рода. Если же переход в сверхпроводящее состояние или обратный переход вызваны изменением магнитного поля, то выделяется или поглощается тепло, это означает, что мы имеем фазовый переход первого рода, следовательно сверхпроводящее состояние является особым фазовым состоянием. При переходе в сверхпроводящее состояние меняются и некоторые другие физические свойства вещества, например теплопроводность.

UNREGISTERED COPY OF SCANPAPYRUS

Теория сверхпроводимости была создана в 1958 г. Н. Н. Боголюбовым. Согласно этой теории, сверхпроводимость — это движение электронов в кристаллической решетке без соударений друг с другом и с атомами решетки. Все электроны проводимости движутся как один поток невязкой идеальной жидкости, не взаимодействуя между собой и с решеткой, т. е. не испытывая трения. Поэтому сопротивление сверхпроводника равно нулю. Сильное магнитное поле, проникая в сверхпроводник, отклоняет электроны, и, нарушая «ламинарное течение» электронного потока, вызывает соударения электронов с решеткой, т. е. возникновение сопротивления.

В сверхпроводящем состоянии между электронами происходит обмен фононами — квантами энергии, так называемых нулевых колебаний кристаллической решетки, которые передаются электронам. Обмен этими квантами между электронами создает силы притяжения, которые могут быть больше кулоновских сил отталкивания. При этом образуются пары электронов с взаимно скомпенсированными магнитными

и механическими моментами. Такие пары электронов двигаются в кристаллической решетке без сопротивления.

Поведение сверхпроводников в случае переменного тока высокой частоты отлично от его поведения при постоянном токе. Сопротивление сверхпроводника при высокой частоте, свыше 10^8 *гц*, отлично от нуля. Эта критическая частота зависит от температуры, увеличиваясь с понижением последней.

Сверхпроводниками могут быть и полупроводники. Так, сверхпроводимостью обладают GeTe и $SrTiO_3$, теория указывает на возможность создания полимерных сверхпроводников с очень высокой, вплоть до комнатной, критической температурой, а также создания сверхпроводников с очень высокими критическими магнитными полями.

Одним из важнейших практических применений сверхпроводимости является применение ее в электромагнитах со сверхпроводящей обмоткой. Если бы не существовало критического магнитного поля, разрушающего сверхпроводимость, то с помощью таких электромагнитов можно было бы получать магнитные поля в десятки и сотни миллионов ампер на сантиметр. Однако магнитное поле тока в обмотке при некотором критическом значении $H_к$ разрушает ее сверхпроводимость, что не позволяет получать сколь угодно большие поля.

Очень сильная механическая деформация материала, например растяжение при протяжке, позволяет сильно увеличивать критические поля разрушения сверхпроводимости. Теоретические расчеты показывают, что при соответствующей обработке сплава V_3Ga изготовленный из него соленоид может создать поля порядка 500 000 *а/см*. Пока что такие электромагниты удается строить на значительно меньшие поля. Получать такие большие постоянные поля с помощью обычных электромагнитов невозможно, так как для этого потребовались бы колоссальные мощности и был бы практически невозможен отвод тепла, выделяемого при поглощении обмоткой столь больших мощностей. В сверхпроводящем электромагните расход мощности источника тока ничтожен, а расход мощности на охлаждение обмотки до гелиевой температуры (4,2° К) на четыре порядка ниже, чем в обычном электромагните, создающем такие же поля.

UNREGISTERED COPY OF SCANPAPYRUS

Сверхпроводимость имеет ряд других применений, в частности для создания систем памяти электронных математических машин (криотронные элементы памяти).

Явление сверхпроводимости сходно с явлением сверхтекучести жидкого гелия HeII, наблюдаемым при температуре ниже 2,19° К. При этой температуре гелий переходит в особое фазовое состояние, характеризуемое отсутствием внутреннего трения. В таком состоянии атомы гелия не обладают поступательным тепловым движением и жидкость может двигаться без всякого трения, т. е. возникает сверхтекучесть.

ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ КОЛЕБАНИЯ И ПЕРЕМЕННЫЕ ТОКИ

§ 171. Открытие электрических колебаний

Еще в прошлом столетии Савари и Б. Феддерсен обнаружили, что при малых сопротивлениях разряд лейденской банки носит колебательный характер. Савари показал, что если разряжать лейденскую банку через проволоку, свернутую в спираль, то вставленная в эту спираль стальная спица может намагничиваться в различных направлениях. Намагничивание спицы одинаково часто получается в одном и другом направлениях при одном и том же знаке заряда банки. Это можно было объяснить только колебательным характером разряда конденсатора.

Проектируя на экран с помощью линзы и быстро вращающегося зеркала изображение искры, проскакивающей между двумя металлическими шариками, введенными последовательно в цепь разряда лейденской банки, Феддерсен установил, что искра состоит из целого ряда последовательных разрядов уменьшающейся интенсивности. По скорости вращения зеркала ему удалось даже определить время каждого разряда, оно оказалось достаточно точно пропорциональным корню квадратному из произведения емкости цепи на ее индуктивность.

UNREGISTERED COPY OF SCANPAYRUS

Опытами Феддерсена и Савари были открыты электрические колебания. Основы теории электрических колебаний были заложены В. Томсоном.

В теории электрических колебаний обычно пользуются методом векторных диаграмм, сущность и применение которого излагается далее в § 172.

§ 172. Метод векторных диаграмм

Будем рассматривать такие токи и напряжения в цепях технического переменного тока и в колебательных контурах, которые описываются уравнениями и графиками гармонического колебательного движения. Из механики известно, что гармоническое колебание можно графически представить как проекцию

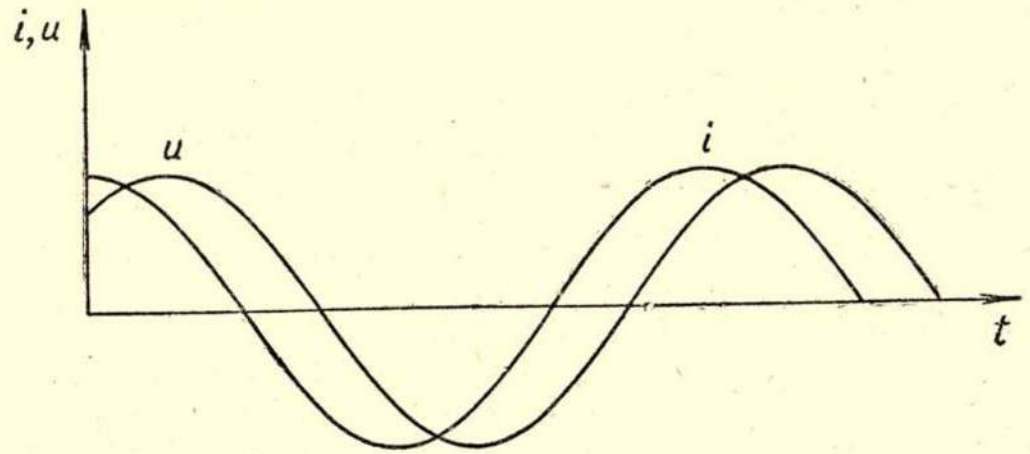


Рис. 13.1. Графики двух синусоид, сдвинутых по фазе.

на некоторую ось вектора, равного амплитуде изменяющейся по закону синуса величины. Этот вектор вращается с угловой скоростью ω, равной круговой частоте гармонического колебания.

Пусть на некотором участке цепи мгновенные значения тока и напряжения изменяются по закону

$$i = I_0 \cos \omega t, \tag{172,1}$$

$$u = U_0 \cos (\omega t - \varphi), \tag{172,2}$$

где I_0 и U_0 — амплитудные, или максимальные, значения тока и напряжения, φ — начальная фаза напряжения, которая в данном случае характеризует сдвиг фазы напряжения относительно фазы тока. Круговая частота связана с периодом колебания T и частотой ν соотношением:

UNREGISTERED COPY OF SCANPAPYRUS

$$\omega = \frac{2\pi}{T} = 2\pi\nu. \tag{172,3}$$

Графики функций (172,1) и (172,2) изображены на рисунке 13.1.

В приведенном примере напряжение отстает по фазе от тока на угол φ. Иначе говоря, ток принимает максимальные и минимальные значения на время $\frac{\varphi}{\omega}$ раньше напряжения.

Для получения векторных диаграмм рассматриваемых величин следует I_0 и U_0 представить векторами, вращающимися в плоскости xy (обычно вращение берут против часовой стрелки) вокруг начала координат O с угловой скоростью ω (рис. 13.2). Угол поворота векторов ωt будем отсчитывать от оси Ox. На рисунке 13.2, *а* положение векторов изображено для момента времени $t=0$, на рисунке 13,2, *б* — для времени $t>0$. Проекции векторов I_0 и U_0 на ось Ox будут определять мгновенные значения тока и напряжения:

$$i = I_0 \cos \omega t, \quad u = U_0 \cos (\omega t - \varphi). \tag{172,4}$$

В электрических цепях может иметь место как сложение токов, так и сложение напряжений. Векторное изображение

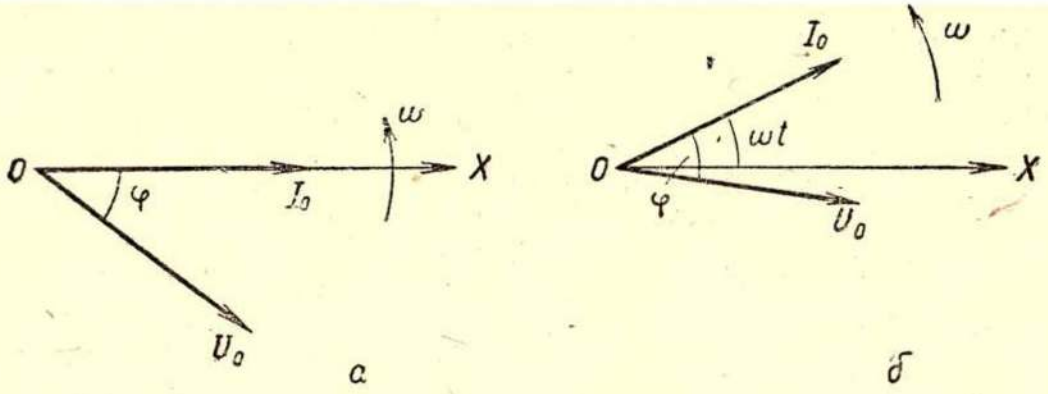


Рис. 13.2. Векторная диаграмма двух синусоидальных величин сдвинутых по фазе: *а* — в момент $t=0$; *б* — в момент $t>0$.

слагаемых, изменяющихся по гармоническому закону, позволяет легко найти результирующую величину.

Разберем случай, когда переменные слагаемые отличны по фазе на некоторый произвольный угол. Пусть на двух последовательно соединенных участках цепи напряжения равны:

$$u_1 = U_{01}\cos(\omega t + \varphi_1), \qquad (172,5)$$

$$u_2 = U_{02}\cos(\omega t + \varphi_2). \qquad (172,6)$$

Требуется найти результирующее напряжение, т. е.

$$u = u_1 + u_2 = U_{01}\cos(\omega t + \varphi_1) + U_{02}\cos(\omega t + \varphi_2). \qquad (172,7)$$

UNREGISTERED COPY OF SCANPAPYRUS

Искомое напряжение будет выражаться функцией вида

$$u = U_0\cos(\omega t + \psi). \qquad (172,8)$$

Таким образом, задача сложения двух указанных выше напряжений сводится к нахождению амплитуды и начальной фазы результирующего напряжения. Для нахождения этих двух величин изобразим слагаемые векторами для момента времени

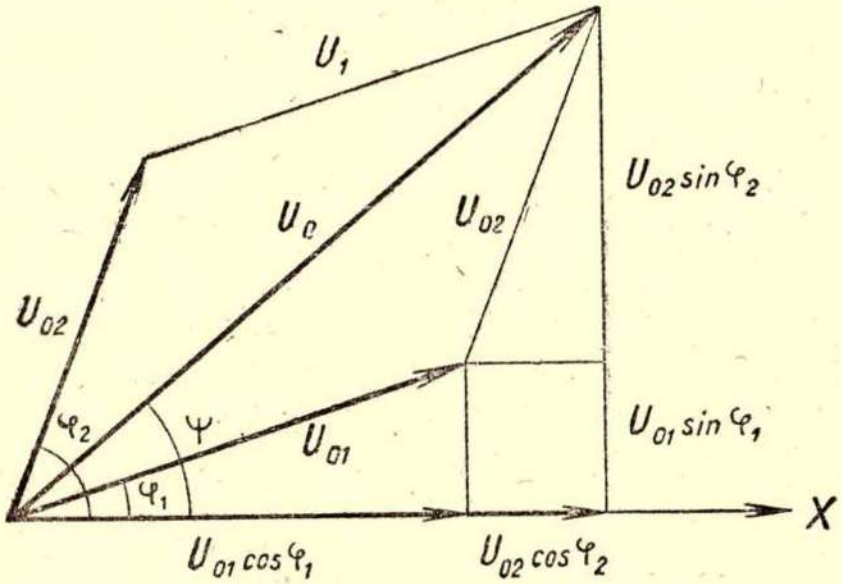


Рис. 13.3. Векторная диаграмма двух складываемых напряжений при наличии сдвига фаз.

$t=0$ (рис. 13.3). Результирующий вектор напряжения равен векторной сумме слагаемых векторов:

$$\vec{U}_0 = \vec{U}_{01} + \vec{U}_{02}, \qquad (172,9)$$

а результирующая амплитуда

$$U_0 = \sqrt{U_{01}^2 + U_{02}^2 + 2U_{01}U_{02}\cos(\varphi_2 - \varphi_1)}. \qquad (172,10)$$

Наконец, начальная фаза ψ результирующего напряжения, как это следует из рисунка 13.3, определится по формуле:

$$\operatorname{tg}\psi = \frac{U_{01}\sin\varphi_1 + U_{02}\sin\varphi_2}{U_{01}\cos\varphi_1 + U_{02}\cos\varphi_2}, \qquad (172,11)$$

так как сумма проекций составляющих векторов равна проекции результирующего вектора. Таким же способом можно найти сумму нескольких напряжений последовательно соединенных участков цепи и решить ряд других задач.

§ 173. Собственные электрические колебания без затухания

Составим цепь из конденсатора с емкостью C и катушки индуктивности L (рис. 13.4). Для простоты предположим, что катушка индуктивности и соединительные провода не имеют сопротивления. Такая система называется колебательным контуром без затухания. Пусть при разомкнутом ключе конденсатор заряжен так, что его левая пластина имеет положительный заряд (рис. 13.4, *а*). При этом энергия электрического поля конденсатора (потенциальная энергия) имеет определенное значение.

UNREGISTERED COPY OF SCANPAYRUS

При замыкании цепи возникает разрядный ток через индуктивность L, одновременно в катушке появится противо-э. д. с., которая препятствует нарастанию тока. При разряде конденсатора напряжение, создаваемое его зарядами, совершает работу

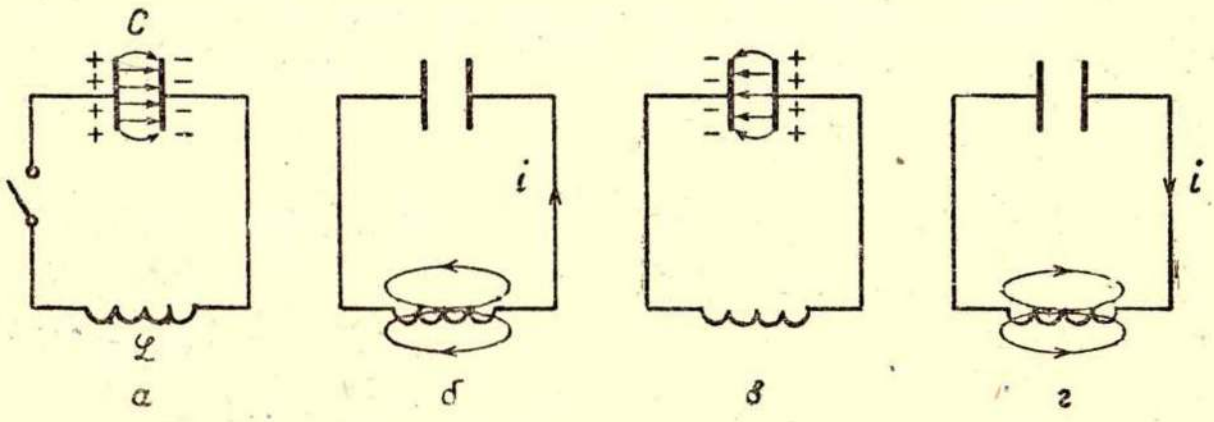


Рис. 13.4. Разряд в колебательном контуре без затухания.

против э. д. с. индукции, в результате электрическая энергия будет превращаться в энергию магнитного поля тока (в электрокинетическую энергию). В момент достижения разрядным током максимума э. д. с. индукции будет равна нулю, конденсатор разрядится, и вся его энергия сосредоточится в магнитном поле тока (рис. 13.4, *б*) (так как по условию сопротивление равно нулю и потери энергии на нагревание проводов отсутствуют).

В последующее время ток из разрядного делается зарядным током — конденсатор перезаряжается уменьшающимся током. Уменьшение зарядного тока порождает э. д. с. индукции, поддерживающую движение зарядов. При этом э. д. с. индукции совершает работу против напряжения конденсатора — происходит переход энергии магнитного поля в энергию электрического поля конденсатора. В конце этой части процесса ток будет равен нулю, конденсатор перезарядится до первоначального напряжения, но обратного по знаку (рис. 13.4, *в*).

В дальнейшем конденсатор будет снова разряжаться, и в контуре появится ток, направленный противоположно току предыдущей стадии процесса. Этот ток разрядит конденсатор (рис. 13.4, *г*) и снова его перезарядит до первоначального состояния (рис. 13.4, *а*).

Рассмотренные *периодические процессы превращения энергии электрического поля в энергию магнитного поля и обратно являются электромагнитными колебаниями, которые условно называют просто электрическими.* В контуре без сопротивления колебания могли происходить бесконечно во времени, а такие колебания являются незатухающими.

UNREGISTERED COPY OF SCANPAPYRUS

Время T, в течение которого происходит полный цикл изменений в колебательном контуре, называется **периодом колебания**.

Электрические колебания, происходящие в колебательном контуре без воздействия внешних э. д. с., получили название **собственных или свободных электрических колебаний**.

Собственные электрические колебания имеют большое сходство с собственными механическими колебаниями систем, при которых происходит периодическое превращение механических форм энергии (потенциальной в кинетическую и обратно).

§ 174. Разряд конденсатора на индуктивность и сопротивление

Составим контур (рис. 13,5) из конденсатора емкостью C, катушки индуктивностью L и проводника сопротивлением R, которое может быть очень малым сопротивлением проводов

контура. Такой контур является реальным, так как рассмотренный в предыдущем параграфе контур без сопротивления реализовать нельзя. Зарядив конденсатор до разности потенциалов U_C, замкнем цепь выключателем K, тогда начнется разряд конденсатора на сопротивление и индуктивность. В зависимости от величины L, R и C разряд может носить совершенно различный характер.

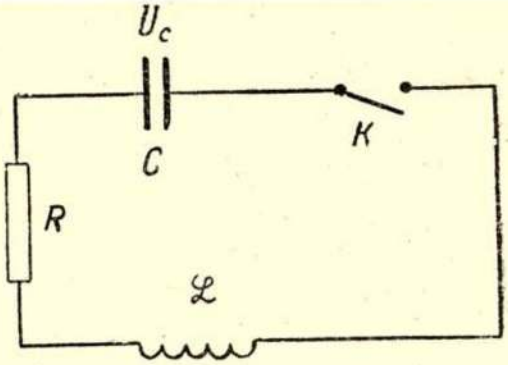


Рис. 13.5. Схема колебательного контура с сопротивлением.

Закон Ома для устанавливающегося процесса в цепи с R и L запишется так:

$$i = \frac{U_C - L\frac{di}{dt}}{R}, \tag{174,1}$$

откуда

$$U_C = L\frac{di}{dt} + iR. \tag{174,2}$$

Так как при разряде конденсатора ток

$$i = -\frac{dq}{dt}, \text{ а } q = CU_C,$$

UNREGISTERED COPY OF SCANPAPYRUS

то

$$i = -C\frac{dU_C}{dt} = -CL\frac{d^2i}{dt^2} - CR\frac{di}{dt}. \tag{174,3}$$

Разделив на CL и преобразовав, получим уравнение разряда конденсатора:

$$\frac{d^2i}{dt^2} + \frac{R}{L}\cdot\frac{di}{dt} + \frac{1}{CL}i = 0. \tag{174,4}$$

Введем обозначения:

$$\frac{R}{L} = 2\delta, \tag{174,5}$$

$$\frac{1}{CL} = \omega_0^2. \tag{174,6}$$

Тогда уравнение (174,4) примет вид:

$$\frac{d^2i}{dt^2} + 2\delta\frac{di}{dt} + \omega_0^2 = 0. \tag{174,7}$$

Это линейное дифференциальное уравнение второго порядка с постоянными коэффициентами. Решение этого дифференциального уравнения будем искать в форме:

$$i = Ae^{mt}, \tag{174,8}$$

где A и m — пока неопределенные постоянные. Если предполагаемое решение правильно, подстановка i и его производных в (174,7) должна дать так называемое характеристическое уравнение, из которого с учетом начальных условий можно определить коэффициенты A и m. Подставляя производные $\frac{di}{dt} = mi$, $\frac{d^2i}{dt^2} = m^2i$ и сокращая на $i = Ae^{mt}$, получим характеристическое уравнение:

$$m^2 + 2\delta m + \omega_0^2 = 0, \tag{174,9}$$

из которого определяем значения m:

$$m_{1,2} = -\delta \pm \sqrt{\delta^2 - \omega_0^2} = -\delta \pm \beta, \tag{174,10}$$

где

$$\delta = \frac{R}{2L}; \quad \beta = \sqrt{\delta^2 - \omega_0^2} = \sqrt{\frac{R^2}{4L^2} - \frac{1}{CL}}. \tag{174,11}$$

Наличие двух значений (двух корней) m показывает, что общее решение уравнения (174,7) должно складываться из двух членов:

UNREGISTERED COPY OF SCANPAPYRUS

$$i = A_1e^{m_1t} + A_2e^{m_2t}. \tag{174,12}$$

Постоянные коэффициенты A_1 и A_2 определяются из начальных условий: при $t=0$ $i=0$, следовательно,

$$A_1 = -A_2. \tag{174,13}$$

В момент замыкания цепи приложенное напряжение U_C уравновешивается противо-э. д. с. самоиндукции:

$$\underset{t\to 0}{U_C} = L\frac{di}{dt}, \quad \underset{t\to 0}{\frac{di}{dt}} = \frac{U_C}{L}. \tag{174,14}$$

Продифференцировав (174,12) и учитывая (174,14), (174,13) и (174,10), получим:

$$\frac{di}{dt} = \frac{U_C}{L} = m_1A_1 + m_2A_2 = -\delta A_1 + \beta A_1 + \delta A_1 + \beta A_1 = 2\beta A_1, \tag{174,15}$$

откуда

$$A_1 = \frac{U_C}{2\beta L}, \quad A_2 = -\frac{U_C}{2\beta L}. \tag{174,16}$$

Подставляя в (174,12), получим общее решение:

$$i = \frac{U_C}{2\beta L} e^{-\delta t} \left(e^{\beta t} - e^{-\beta t}\right). \qquad (174,17)$$

Однако решение (174,17) может иметь совершенно различные значения в зависимости от того, является ли β вещественной или мнимой величиной, или же она равна нулю.

Рассмотрим эти частные случаи.

1. Малое сопротивление цепи. Пусть $\delta^2 < \omega_0^2$ или, подставив значение δ и ω_0^2 из (174,11),

$$R < 2\sqrt{\frac{L}{C}}, \qquad (174,18)$$

тогда β является мнимой величиной.

Введя обозначение $\omega = \sqrt{\omega_0^2 - \delta^2}$ запишем (174,11) в виде:

$$\beta = j\omega, \qquad (174,19)$$

где $j = \sqrt{-1}$. Подставив в общее решение (174,17) и применив формулы Эйлера для перехода от показательных к тригонометрическим функциям, получим:

$$i = \frac{U_C}{\omega L} e^{-\delta t} \frac{e^{j\omega t} - e^{-j\omega t}}{2j} = \frac{U_C}{\omega L} e^{-\delta t} \sin \omega t. \qquad (174,20)$$

Следовательно, при выполнении условия (174,18) разряд является колебательным, амплитуда колебания затухает по экспоненциальному закону, быстрота затухания определяется множителем δ, который поэтому называется коэффициентом затухания колебаний.

UNREGISTERED COPY OF SCANPAPYRUS

На рисунке 13.6 показано изменение амплитуды таких колебаний. Величина ω является круговой частотой затухающих ко-

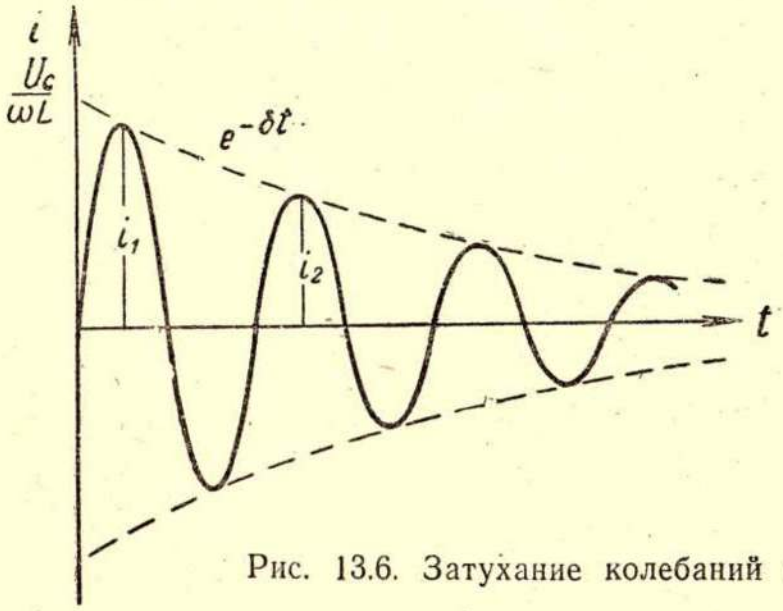


Рис. 13.6. Затухание колебаний в контуре

лебаний. Так как $\omega = \frac{2\pi}{T}$, то период затухающих колебаний будет:

$$T = \frac{2\pi}{\sqrt{\frac{1}{CL} - \frac{R^2}{4L^2}}} \qquad (174,21)$$

При очень малом R вторым членом под корнем можно пренебречь и мы получаем формулу Томсона для периода свободных колебаний в электрическом контуре:

$$T_0 = 2\pi\sqrt{LC}\,. \qquad (174,22)$$

Для характеристики затухания колебаний, т. е. скорости убывания амплитуды, вводят декремент затухания — отношение двух последующих амплитуд i_1 и i_2 (рис. 13.6):

$$\vartheta = \frac{i_1}{i_2} = \frac{e^{-\delta t}\sin\omega t}{e^{-\delta(t+T)}\sin\omega(t+T)} = e^{\delta T}, \qquad (174,23)$$

где учтено, что $\sin\omega t = \sin\omega\,(t+T)$.

Часто вместо ϑ вводят логарифмический декремент затухания Δ, равный натуральному логарифму декремента затухания

$$\Delta = \ln\vartheta = \delta T. \qquad (174,24)$$

UNREGISTERED COPY OF SCANPAPYRUS

На рисунке 13.7 изображено изменение амплитуды затухающих колебаний при $\delta = 0{,}01$ и $\delta = 0{,}2$.

Для рассмотренного случая разряда конденсатора на сопротивление и индуктивность можно составить уравнение для определения мгновенных значений не тока, а напряжения на конденсаторе. Решение этого уравнения имеет вид:

$$u = \frac{U_C}{\omega\sqrt{LC}}\,e^{-\delta t}\sin(\omega t + \varphi), \qquad (174,25)$$

где

$$\operatorname{tg}\varphi = \frac{2\omega L}{R}\,. \qquad (174,26)$$

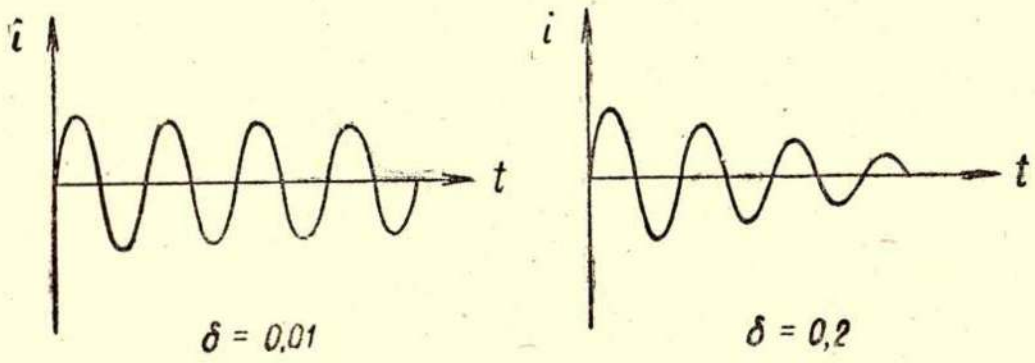


Рис. 13.7. Изменение амплитуды колебаний при различных коэффициентах затухания.

Из (174,26) следует, что при $R \to 0$, $\varphi \to \frac{\pi}{2}$, т. е. напряжение на конденсаторе и ток в катушке сдвинуты по фазе на 90°. Если в конденсаторе запасена энергия $\frac{CU_0^2}{2}$, то через четверть периода она превратится в энергию магнитного поля тока $\frac{LI_0^2}{2}$. Пренебрегая, ввиду малости R, потерями на джоулево тепло, получим:

$$\frac{CU_0^2}{2} = \frac{LI_0^2}{2}, \qquad (174,27)$$

где U_0 и I_0 — максимальные значения напряжения на конденсаторе и тока в катушке индуктивности. Так как сопротивление не равно нулю, то запасенная в контуре энергия постепенно расходуется на нагревание катушки и подводящих проводов, напряжение и ток уменьшаются, колебания затухают.

2. Большое сопротивление цепи. В этом случае $\delta^2 > \omega_0^2$ или

$$R > 2\sqrt{\frac{L}{C}}. \qquad (174,28)$$

UNREGISTERED COPY OF SCANPAPYRUS

β в общем решении (174,17) — вещественное число, тогда (174,17) можно представить так:

$$i = \frac{U_C}{\beta L} e^{-\delta t} \cdot \frac{e^{\beta t} - e^{-\beta t}}{2} = \frac{U_C}{\beta L} e^{-\delta t} \operatorname{snh} \beta t. \qquad (174,29)$$

Закон изменения тока в цепи графически представлен на рисунке 13.8.

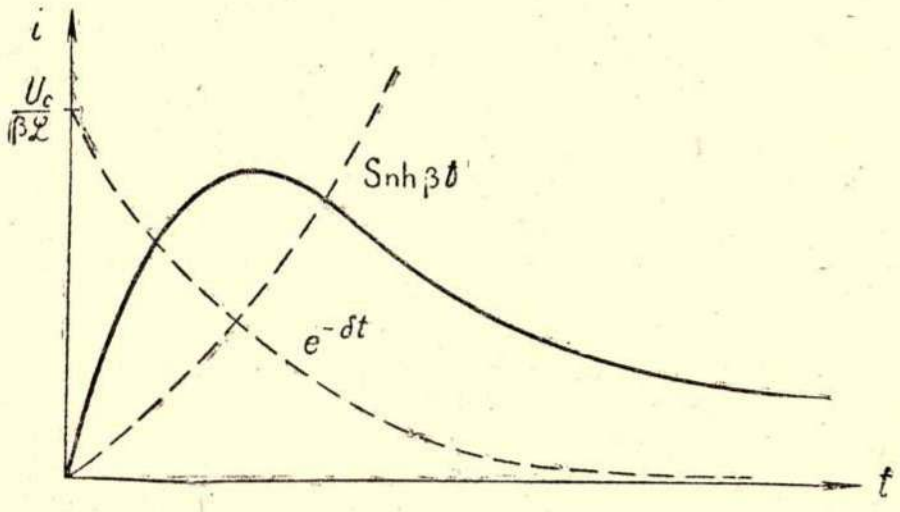


Рис. 13.8. Изменение тока в контуре при большом сопротивлении.

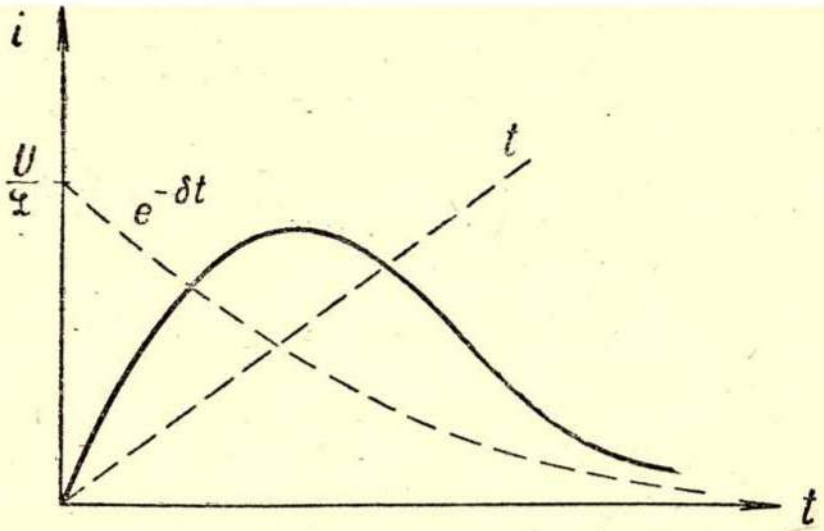


Рис. 13.9. Изменение тока в контуре при переходе от колебательного режима к апериодическому.

3. Промежуточный случай: $\delta^2=\omega_0^2$ или

$$R=2\sqrt{\frac{L}{C}}. \qquad (174,30)$$

В этом случае $\beta=0$, подстановка в общее решение (174,17) дает неопределенность вида $\frac{0}{0}$. Раскрыв неопределенность по правилу Лопиталя, получим:

UNREGISTERED COPY OF SCANPAPYRUS

$$i=\frac{U_C}{2L}e^{-\delta t}\frac{\frac{d}{d\beta}(e^{\beta t}-e^{-\beta t})}{\frac{d\beta}{d\beta}}=\frac{U_C}{L}te^{-\delta t}. \qquad (174,31)$$

Изменение тока i графически представлено на рисунке 13.9.

В последних двух случаях разряд конденсатора уже не является колебательным, как это было в первом случае. Разряд является апериодическим, ток увеличивается до некоторой величины, а затем спадает до нуля.

§ 175. Получение затухающих электрических колебаний

Простейшим источником затухающих электрических колебаний является контур, изображенный на рисунке 13.10. Конденсатор C и индуктивность L включены последовательно с искровым промежутком $П$, параллельно которому присоединена вторичная обмотка индукционной катушки Румкорфа — *И. К.* Напряжение катушки нарастает, заряжая конденсатор C до того момента, пока не произойдет пробой искрового промежутка. Искра замкнет цепь и начнется рассмотренный в предыдущем параграфе процесс колебательного разряда. Так как сопротив-

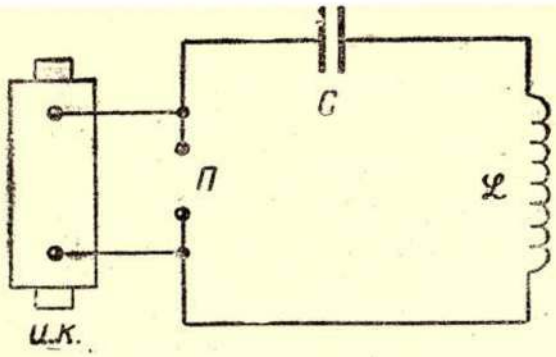


Рис. 13.10. Схема для возбуждения затухающих колебаний.

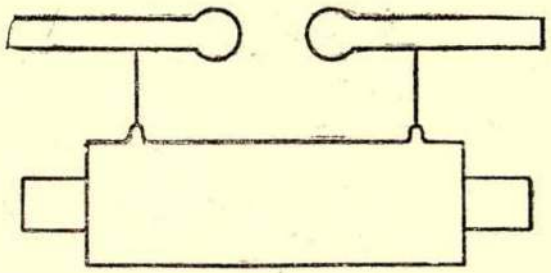


Рис. 13.11. Вибратор Герца для получения очень быстрых электрических колебаний.

ление искры значительно, то колебания в таком контуре довольно быстро затухают.

Для получения колебаний с очень малым периодом Герц применял контур, состоящий из двух прямолинейных стержней с шариками на концах, образующими искровой промежуток (рис. 13.11). Такой контур называется вибратором Герца. С помощью таких вибраторов можно получать колебания, частота которых достигает 10^9—10^{10} *гц*. В начальный период развития радиотехники подобные вибраторы служили для получения электромагнитных волн, в настоящее время они представляют лишь исторический интерес, они заменены значительно более совершенными генераторами незатухающих колебаний.

UNREGISTERED COPY OF SCANPAPYRUS

§ 176. Получение незатухающих электрических колебаний

Для получения незатухающих электрических колебаний необходимо в контур непрерывно подводить энергию, которая компенсировала бы потери на джоулево тепло, потери на вихревые токи, возникающие в окружающих контур проводниках, диэлектрические потери и т. д. Только в этом случае амплитуда колебаний не будет уменьшаться и колебания останутся незатухающими.

Первым источником незатухающих электрических колебаний был дуговой генератор Дудделя, схема которого приведена на рисунке 13.12. Электрическая угольная дуга питается от источника постоянного тока U достаточной мощности. Параллельно дуге присоединяется конденсатор C и индуктивность L, образующие вместе с дугой колебательный контур.

Дуга обладает падающей вольт-амперной характеристикой (§ 87). При увеличении тока в дуге напряжение на ней падает. Это свойство дуги и использовалось для получения незатухающих колебаний.

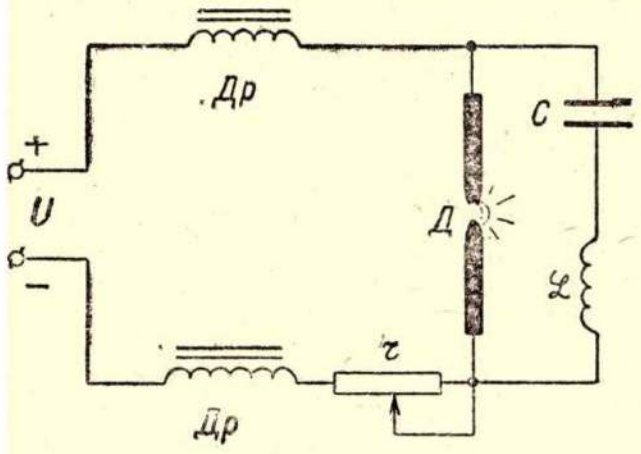


Рис. 13.12. Схема дугового генератора незатухающих электрических колебаний.

Предположим, что в какой-то момент времени в результате наличия в углях посторонних включений и других причин, вызывающих не вполне равномерное горение дуги, напряжение на дуге, а следовательно и на конденсаторе C, повысилось. Вследствие падающей характеристики дуги, ток через нее уменьшается. Через какое-то время причина, вызвавшая повышение напряжения на дуге, исчезнет, напряжение уменьшится и конденсатор начнет разряжаться через дугу, увеличивая ток и тем самым еще больше понижая напряжение на дуге. Благодаря наличию индуктивности L конденсатор разрядится до напряжения, меньшего, чем напряжение на дуге, и ток в цепи CL прекратится. При уменьшении тока через дугу напряжение на ней возрастет, конденсатор вновь зарядится до более высокого напряжения, и процесс начнет повторяться.

Частота колебаний определяется емкостью C и индуктивностью L, согласно формуле Томсона. Энергия в контур подается от источника в то время, когда конденсатор подзаряжается, благодаря этому амплитуда колебаний остается неизменной и колебания получаются незатухающими. Катушки индуктивности *Др* препятствуют колебаниям высокой частоты распространяться в цепь питания схемы.

UNREGISTERED COPY OF SCANPAPYRUS

Дуговой генератор незатухающих колебаний может иметь мощность до тысячи киловатт; несколько десятков лет тому назад мощные телеграфные радиостанции имели такие генераторы.

Если частота дугового генератора лежит в области звуковых частот, то от пламени дуги распространяются звуковые волны, получается так называемая «поющая дуга». Включив в цепь микрофон через трансформатор, можно добиться передачи пламенем дуги речи и музыки, правда, качество такой передачи весьма несовершенное.

В настоящее время в качестве источников колебаний высокой частоты применяются почти исключительно генераторы на электронных лампах. Рассмотрим работу такого генератора, схема которого изображена на рисунке 13.13. Колебательный контур состоит из катушки L и конденсатора C; от части катушки, содержащей примерно $\frac{1}{3} - \frac{1}{4}$ общего числа витков со стороны заземленного конца, сделан отвод к катоду лампы.

Следовательно, через часть катушки L' протекает анодный ток лампы i'. Рассмотрим процессы, протекающие в схеме с момента подачи напряжения на лампу.

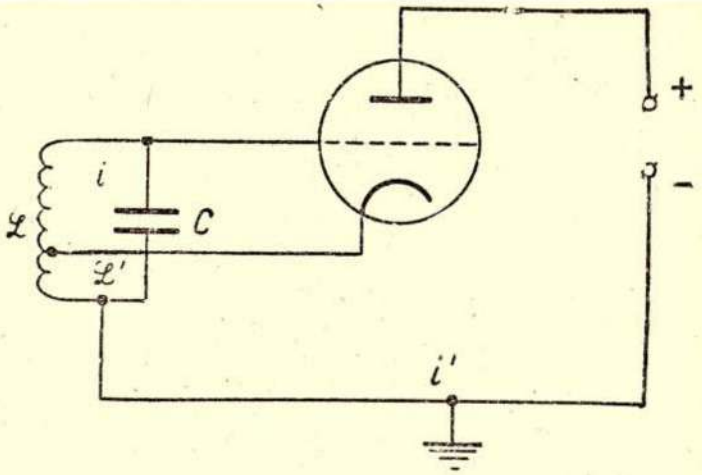


Рис. 13.13. Ламповый генератор по трехточечной схеме.

В момент замыкания цепи конденсатор C заряжается, на нижней его обкладке будет минус, на верхней — плюс. Это происходит благодаря наличию индуктивности L, препятствующей электронам быстро попасть на верхнюю обкладку конденсатора. Таким образом, уже в первый момент замыкания цепи создаются условия для возникновения колебаний: заряженный конденсатор замкнут на индуктивность. Если бы не было лампы, эти колебания быстро затухли, но лампа создает автоколебательную систему, регулирующую поступление энергии в контур, вследствие чего колебания в нем становятся незатухающими.

Максимальным значением анодного тока является ток насыщения лампы, но обычно в силу разных причин максимальное значение тока лампы меньше тока насыщения. При появлении анодного тока в части катушки L' во всей катушке L, по закону Ленца, возникает противо-э. д. с. индукции, которая создает на сетке, как это легко видеть, положительный потенциал, что приводит к отпиранию лампы. Для упрощения будем предполагать, что лампа открывается или закрывается при переходе сеточного потенциала через нуль. Из рисунка 13.13 видно, что в любой момент времени потенциал сетки равен потенциалу верхней обкладки конденсатора.

UNREGISTERED COPY OF SCANPAPYRUS

Конденсатор C начинает разряжаться через катушку L, создавая в ней ток i, отстающий по фазе на $\frac{\pi}{2}$ от напряжения на конденсаторе (рис. 13.14 *а* и *б*; см. § 172). В тот момент, когда потенциал верхней обкладки конденсатора, а значит и сетки, перейдет через нуль, то ток i_L в контуре достигнет максимума, а анодный ток лампы, протекающий через часть катушки L', упадет до нуля (рис. 13.14, *в*). Вызванная изменением анодного тока э. д. с. индукция $\mathcal{E}_L$ в катушке L находится в фазе с током i_L в колебательном контуре (рис. 13.14, *г*). Следовательно, она поддерживает его, передавая в контур некоторое количество энергии от анодного источника питания схемы.

После перехода потенциала верхней обкладки конденсатора через нуль конденсатор перезаряжается, его верхняя обкладка получит отрицательный потенциал, а ток в катушке спадает до

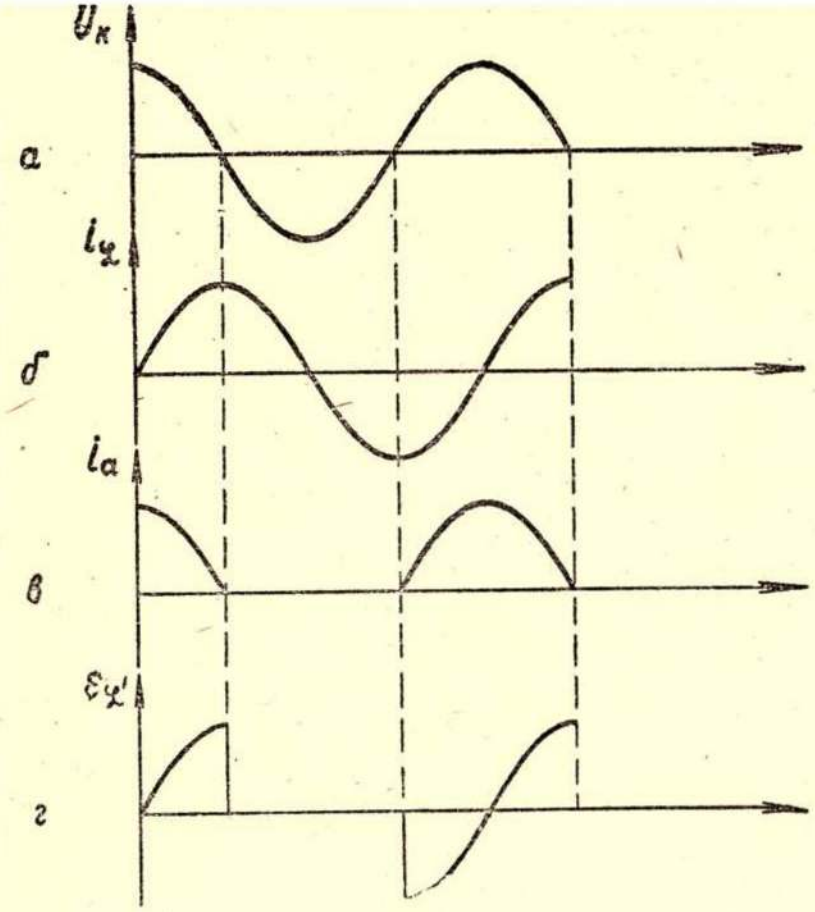


Рис. 13.14. Токи и напряжения в контуре лампового генератора, изображенного на рисунке 13.13.

нуля, что соответствует максимальному отрицательному потенциалу на верхней обкладке конденсатора. Лампа в это время заперта, и анодный ток равен нулю, следовательно, отсутствует и э. д. с. индукции $\mathcal{E}_L$, вызываемая этим током, и нет поступления энергии от источника питания в колебательный контур. В следующей стадии колебательного разряда конденсатор начинает разряжаться, отрицательный потенциал сетки уменьшается, ток i_L в катушке идет в направлении, противоположном первоначальному. Когда потенциал верхней обкладки конденсатора, а следовательно и сетки, достигнет нуля, лампа откроется, появится анодный ток и э. д. с. индукции $\mathcal{E}_L$, находящаяся в фазе с током i_L. Далее процесс будет повторятся. Все его стадии за один с четвертью периода изображены на рисунке 13.14.

UNREGISTERED COPY OF SCANPAPYRUS

Передача энергии от источников питания в колебательный контур может происходить лишь при совпадении фазы тока в колебательном контуре и фазы э. д. с., вызванной изменением анодного тока лампы. В рассмотренной трехточечной схеме это совпадение фаз обеспечено всегда самой схемой. Но существуют и другие схемы ламповых генераторов незатухающих колебаний, например так называемая схема с анодным контуром, изображенная на рисунке 13.15. В этой схеме нужное совпадение фаз i_L и $\mathcal{E}'_L$ получается лишь при правильном присоединении концов катушек. Связь колебательного контура и цепи анодного тока называется обратной связью. Она положительна при совпадении фаз i_L и $\mathcal{E}'_L$. Если i_L и $\mathcal{E}'_L$

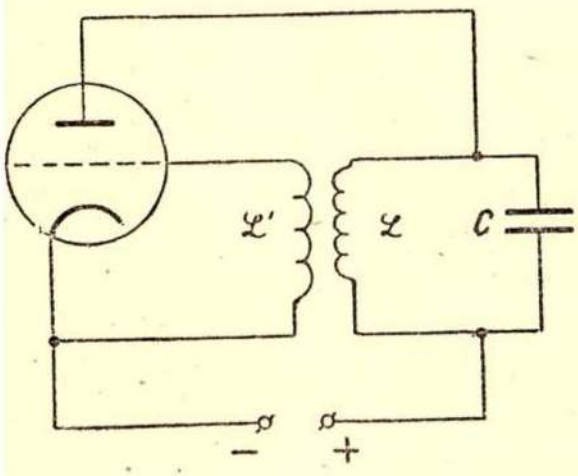


Рис. 13.15. Ламповый генератор с колебательным контуром в анодной цепи.

находятся в противоположных фазах, обратная связь называется отрицательной. Колебания при ней не возникают, но она используется в других схемах, например в усилителях.

§ 177. Вынужденные электрические колебания. Получение переменного тока

Если в цепи, состоящей из сопротивления, индуктивности и емкости, действует меняющаяся, например синусоидальная, э. д. с., то в цепи возникнут вынужденные электрические колебания, и ток, протекающий через любую точку цепи, будет переменным. Если емкость и индуктивность сосредоточены в конденсаторах или катушках, то мы имеем цепь с сосредоточенными постоянными. Если же емкость и индуктивность распределены по всей цепи, как например в длинном проводе электрической линии, висящем над землей, то такая цепь называется цепью с распределенными постоянными.

Токи называются квазистационарными, если длина проводника, по которому течет ток, значительно меньше длины электромагнитной волны $\lambda = cT$. Для обычного технического пятидесятипериодного тока $\lambda = 3 \cdot 10^{10} \cdot 0{,}02 = 6 \cdot 10^8$ *см* $= 6 \cdot 10^3$ *км*. Поэтому технический ток в линиях длиной до нескольких сотен километров можно рассматривать как квазистационарный. Величина тока в данный момент времени в любой точке такой цепи одинакова.

UNREGISTERED COPY OF SCANPAPYRUS

Вынужденные электрические колебания могут сопровождаться явлениями, характерными для этого вида колебаний, например, резонансом, рассмотренным в разделе механики колебательного движения. Электрический резонанс, играющий огромную роль в электротехнике и радиотехнике, будет рассмотрен несколько ниже.

Рассмотрим обычный способ получения переменного тока вращением витка проволоки в магнитном поле. В магнитном поле между полюсами магнита или электромагнита (рис. 13.16) расположен виток проволоки (рамка), могущий вращаться с угловой частотой ω вокруг оси *аб*, перпендикулярной к направлению линий напряженности магнитного

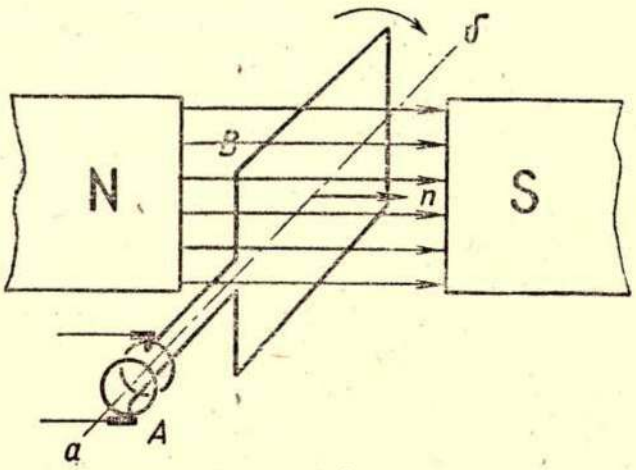


Рис. 13.16. Получение переменного тока вращением рамки в магнитном поле.

поля. Магнитный поток, пронизывающий площадь витка, равен:

$$\Phi = BS\cos\alpha, \qquad (177,1)$$

где $\alpha = \omega t$ — угол между направлениями нормали к площади витка и магнитного потока.

При пересечении витком линий напряженности магнитного поля возникает переменная э. д. с.

$$\mathcal{E} = -\frac{d\Phi}{dt} = BS\omega\sin\omega t = \mathcal{E}_0\sin\omega t, \qquad (177,2)$$

где величину $\mathcal{E}_0 = BS\omega$ можно рассматривать как амплитудное значение переменной э. д. с. В положении, изображенном на рисунке 13.16, э. д. с. равна нулю, так как виток скользит вдоль линий напряженности, не пересекая их. Когда виток повернется на 90°, э. д. с. достигнет максимального значения, при повороте еще на 90° э. д. с. опять станет равной нулю. Затем она изменит знак (угол α между n и Φ станет больше 180°), достигнет максимума при $\alpha = 270°$ и снова уменьшится до нуля.

Если концы витка присоединить к вращающимся вместе с ним двум медным кольцам, соприкасающимся с двумя неподвижными угольными щетками, а к щеткам присоединить цепь, состоящую из не обладающего индуктивностью сопротивления R (включая и сопротивление самого витка), то в цепи потечет переменный ток, если присоединить [illegible], изменяется э. д. с. $\mathcal{E}$:

UNREGISTERED COPY OF SCANPAPYRUS

$$i = \frac{\mathcal{E}}{R} = \frac{\mathcal{E}_0}{R}\sin\omega t = I_0\sin\omega t. \qquad (177,3)$$

Величина $I_0 = \frac{\mathcal{E}_0}{R}$ называется амплитудным или максимальным значением тока, i называется мгновенным значением тока.

Принцип вращающегося витка лежит в основе конструкции большинства применяемых в технике электрических машин. С помощью коллектора, представляющего собой в простейшем случае разрезанное на две половины контактное кольцо, переменный ток можно выпрямить, превратить его в пульсирующий ток одного направления. Чтобы сделать его более постоянным, вместо одного витка берут сложную, определенным образом составленную обмотку с отводами, присоединенными ко многим коллекторным пластинкам. Для увеличения индукции B между полюсами электромагнита помещается сердечник из мягкого железа, так называемый якорь, зазор между полюсами и якорем берется одинаковым для создания в нем однородного магнитного поля; тогда снимаемое с коллектора напряжение является почти постоянным, с очень незначительными пульса-

циями. В генераторах переменного тока обмотка обычно делается неподвижной, а электромагниты вращающимися.

Ток от генератора переменного напряжения, протекающий в цепи, представляет собой вынужденные электрические колебания.

§ 178. Действующие или эффективные значения тока и напряжения

Протекающий в цепи электрический ток создает тепловые, механические и другие эффекты. Для постоянного тока эти эффекты, например, количество выделившегося тепла, сила взаимодействия с другим током или электромагнитом и т. д., пропорциональны в одних случаях квадрату величины тока (выделение тепла), в других случаях — первой степени (электродинамическое взаимодействие). Для переменного тока, абсолютная величина которого изменяется от нуля до амплитудного значения, надо найти некоторый эквивалент постоянному току, который производил бы такой же эффект, как постоянный ток. Это эквивалентное значение должно быть меньше амплитудного, что можно показать, исходя из тепловых действий тока. Для постоянного тока по закону Джоуля—Ленца $Q=I^2Rt$. Найдем величину переменного тока, выделяющего в данном сопротивлении R, за то же время t, одинаковое количество тепла Q. Этот ток будем называть *действующим* или *эффективным током*. Возьмем время t равным одной секунде. По принятому определению:

UNREGISTERED COPY OF SCANPAYRUS

$$Q = I^2R = I_{эф}^2R = \frac{1}{T}\int_0^T i^2R\,dt, \qquad (178,1)$$

откуда

$$I_{эф} = \sqrt{\frac{1}{T}\int_0^T i^2\,dt} = \sqrt{\frac{I_0^2}{\omega T}\int_0^T \sin^2 \omega t\, d(\omega t)}. \qquad (178,2)$$

Заменив $\sin^2\omega t$ через $\frac{1}{2}(1-\cos 2\omega t)$, найдем, что

$$\int_0^T \sin^2 \omega t\, d(\omega t) = \frac{\omega T}{2} - \left|\frac{1}{4\omega}\sin 2\omega t\right|_0^T,$$

и так как выражение в скобках при подстановке пределов обращается в нуль, то

$$I_{эф} = \sqrt{\frac{I_0^2}{\omega T}\cdot\frac{\omega T}{2}} = \frac{I_0}{\sqrt{2}} = 0{,}707 I_0. \qquad (178,3)$$

Следовательно, *действующее значение переменного тока равно максимальному, деленному на корень из двух.* В дальнейшем мы будем опускать у $I_{эф}$ индекс, обозначая действующее значение просто через I и оставляя I_0 и i как обозначения амплитудных и мгновенных значений переменного тока.

Очевидно, что для действующего и максимального значений напряжения переменного тока имеет место аналогичное соотношение:

$$U_{эф} = U = \frac{U_0}{\sqrt{2}}. \qquad (178,4)$$

§ 179. Среднее значение величины переменного тока

От действующего значения величины переменного тока надо отличать среднее его значение за полпериода. По определению:

$$I_{ср} = \frac{1}{\frac{T}{2}} \int_0^{\frac{T}{2}} i dt = \frac{2I_0}{\omega T} \int_0^{\frac{T}{2}} \sin \omega t d(\omega t) = -\frac{2I_0}{\omega T} \left| \cos \omega t \right|_0^{\frac{T}{2}} =$$

$$= \frac{2}{\pi} I_0 = 0{,}637 I_0. \qquad (179,1)$$

UNREGISTERED COPY OF SCANPAPYRUS

Среднее значение определяет также действие выпрямленного нефильтрованного тока. Измерительные приборы магнитоэлектрической системы, снабженные полупроводниковыми выпрямителями, показывают средние значения по (179,1), хотя градуируются они обычно в действующих значениях синусоидального тока.

Средние значения тока и напряжения обычно рассматриваются при отличающихся от синусоиды формах кривых, что имеет место, например, в цепях, содержащих железо в состоянии, близком к насыщению.

§ 180. Цепь переменного тока, обладающая сопротивлением и индуктивностью

Рассмотрим цепь, изображенную на рисунке 13.17. Источник переменного напряжения u питает цепь из последовательно соединенных сопротивления R и индуктивности L, в этой цепи протекает переменный ток, т. е. устанавливаются вынужденные электрические колебания. При протекании переменного тока че-

рез катушку с индуктивностью L на концах катушки возникает противоэлектродвижущая сила самоиндукции, мгновенное значение которой

$$e_L = -L\frac{di}{dt} = -L\omega I_0 \cos\omega t = L\omega I_0 \sin\left(\omega t - \frac{\pi}{2}\right). \quad (180,1)$$

Мы видим, что э. д. с. самоиндукции отстает по фазе от тока на $\frac{\pi}{2}$. Величину $L\omega I_0$ можно рассматривать как амплитудное значение э. д. с. самоиндукции

$$\mathcal{E}_{0L} = L\omega I_0. \quad (180,2)$$

Тогда по аналогии с законом Ома можно величину $L\omega$ рассматривать как некоторое индуктивное сопротивление

$$X_L = \omega L. \quad (180,3)$$

Действующее значение э. д. с. самоиндукции мы получим, разделив (180,2) на $\sqrt{2}$ или, что то же, заменив в этой формуле I_0 на I. Тогда действующее значение

$$\mathcal{E}_L = L\omega I. \quad (180,4)$$

Рассмотрим фазовые соотношения между токами и напряжениями в схеме рисунка 13.17. Для этого все величины представим графически в виде синусоид, соответственно сдвинутых по фазе одна относительно другой. Ток i и напряжение на омическом сопротивлении R, которое мы будем называть **омическим падением напряжения**, находятся в одинаковой фазе (рис. 13.18). Противоэлектродвижущая сила самоиндукции отстает от тока по фазе на угол $\frac{\pi}{2}$ (180,1). Поэтому она изобразится в виде косинусоиды с отрицательной амплитудой в момент времени $t=0$. Эта э. д. с. самоиндукции в каждый момент времени должна уравновешиваться частью приложенного напряжения u, другая часть этого напряжения идет на создание омического падения напряжения iR и равна ему. Следовательно, в любой момент времени мгновенное значение напряжения источника переменного тока u равно сумме омического падения напряжения iR и напряжения, обратного по знаку э. д. с. самоиндукции:

$$u = iR + (-e_L). \quad (180,5)$$

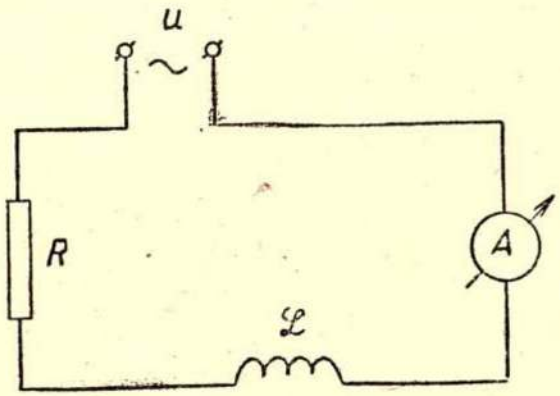


Рис. 13.17. Цепь переменного тока с сопротивлением и индуктивностью.

UNREGISTERED COPY OF SCANPAPYRUS

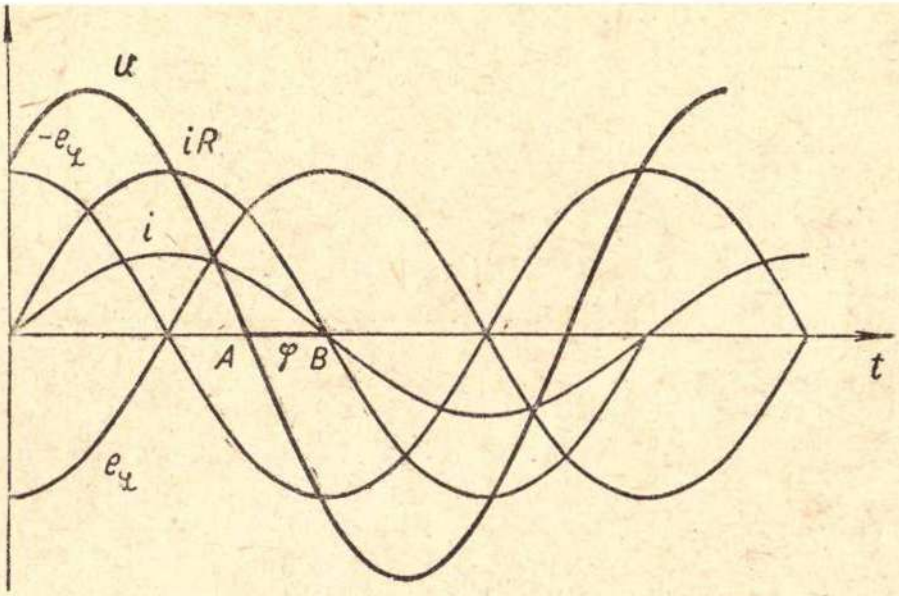


Рис. 13.18. Синусоиды тока и напряжений в схеме с L и R.

Для построения на рисунке 13.18 синусоиды u нужно графически сложить для любого момента времени t синусоиду iR и косинусоиду $-e_L$; полученная синусоида u сдвинута по фазе относительно синусоиды i на угол φ, изображенный на графике отрезком AB. Из взаимного положения синусоид ясно, что в рассматриваемой цепи с сопротивлением и индуктивностью напряжение u по фазе опережает ток i. Максимальное значение напряжения [illegible] максимального значения тока.

UNREGISTERED COPY OF SCANPAPYRUS

Физический смысл сдвига фаз между током и напряжением можно выяснить на следующем примере. Возьмем катушку с индуктивностью L и исчезающе малым сопротивлением, которое в первом приближении можем положить равным нулю. В этом случае омическое падение напряжения iR отсутствует и внешнее приложенное напряжение источника u равно и противоположно э. д. с. самоиндукции $\mathcal{E} = -L\frac{di}{dt}$. Но эта э. д. с., пропорциональная скорости изменения тока, достигает максимального значения тогда, когда значение тока переходит через нуль. Следовательно, напряжение в этом случае сдвинуто по фазе относительно тока, опережая его на 90°.

Процессы и соотношения в цепях переменного тока очень удобно представлять с помощью векторных диаграмм, рассмотренных в § 172.

Рассмотрим диаграмму тока и напряжения в цепи, содержащей лишь омическое сопротивление R (рис. 13.19). Вектор I_0 будем вращать в плоскости xy вокруг начала координат O с угловой скоростью ω, проектируя его на ось x, угол поворота ωt также отсчитываем от оси x. Тогда отрезок $OA = i = I_0 \cos \omega t$ определит мгновенное значение тока. Вектор I_0R равен амплитуде

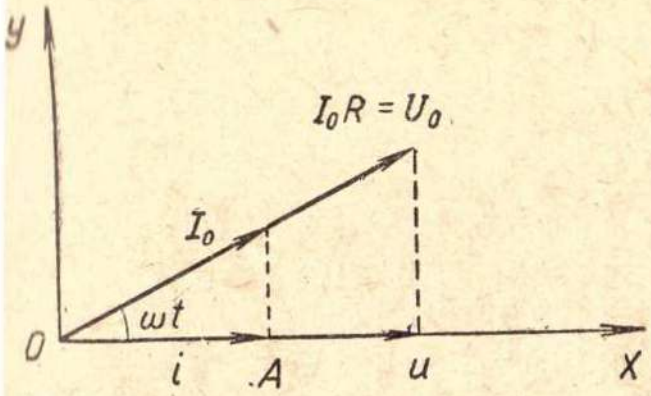


Рис. 13.19. Векторная диаграмма цепи переменного тока с омическим (активным) сопротивлением.

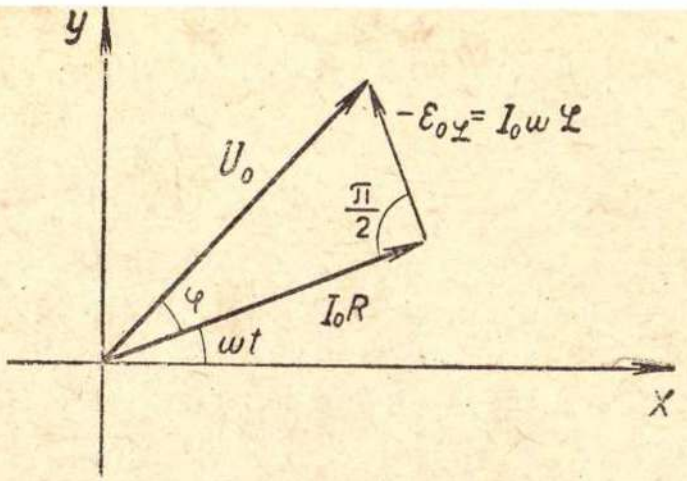


Рис. 13.20. Векторная диаграмма цепи переменного тока с сопротивлением и индуктивностью.

приложенного напряжения. Проекция его на ось x $I_0R\cos\omega t = U_0\cos\omega t = u$ дает мгновенное значение напряжения в момент времени t.

Векторная диаграмма цепи с индуктивностью L и сопротивлением R приведена на рисунке 13.20. Вектор амплитуды напряжения, уравновешивающего э. д. с. самоиндукции, складываем геометрически с вектором амплитуды омического падения напряжения I_0R, учитывая, что он опережает этот вектор на $\frac{\pi}{2}$.

UNREGISTERED COPY OF SCANPAPYRUS

Результирующее внешнее напряжение U_0 есть геометрическая сумма векторов I_0R и $-\mathcal{E}_{0L}$. Это более простое изображение того, что показано в виде синусоид на рисунке 13.18. Используя теорему механики: «Проекция суммы векторов равна сумме проекций отдельных слагающих векторов», находим аналитическое выражение:

$$U_0\cos(\omega t + \varphi) = I_0R\cos\omega t - I_0\omega L\sin\omega t. \qquad (180,6)$$

Для нахождения аналитических соотношений между токами, напряжениями и т. д. удобно воспользоваться так называемыми треугольниками напряжений, которые получаются построением, подобным построению векторной диаграммы рисунка 13.20. Вместо амплитудных значений можно откладывать величины в $\sqrt{2}$ раз меньшие, действующие значения омического падения напряжения IR и э. д. с. самоиндукции $I\omega L$, которые образуют катеты треугольника напряжений (рис. 13.21). Гипотенузой его является напряжение источника U. Треугольник напряжений не вращается, он служит для нахождения упоминавшихся выше соотношений между I, U, R и L и угла φ — сдвига фаз между током и

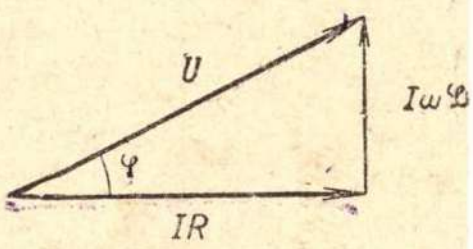


Рис. 13.21. Треугольник напряжений для цепи с сопротивлением и индуктивностью.

напряжением. Применив теорему Пифагора, получим:

$$I = \frac{U}{\sqrt{R^2 + \omega^2 L^2}}. \qquad (180,7)$$

Это выражение часто называют законом Ома для цепи переменного тока с сопротивлением и индуктивностью. Нужно помнить, что выражение (180,7) применимо лишь к действующим или амплитудным значениям, но не к мгновенным. Угол сдвига фаз легко определить из треугольника рисунка 13.21. Действительно,

$$\operatorname{tg}\varphi = \frac{\omega L}{R}, \qquad (180,8)$$

или

$$\cos\varphi = \frac{IR}{U}. \qquad (180,9)$$

Выражение (180,6) можно записать в векторной форме:

$$\vec{U}_0 = \vec{I}_0 R + \vec{I}_0 \omega L. \qquad (180,10)$$

§ 181. Цепь переменного тока, содержащая сопротивление и емкость

UNREGISTERED COPY OF SCANPAPYRUS

Составим цепь из сопротивления R и конденсатора C (рис. 13.22). Синусоидальный ток от генератора напряжением u создает на омическом сопротивлении R падение напряжения iR, находящееся в фазе с током i. Напряжение на конденсаторе также синусоидально, однако фаза его иная. Действительно, если dq — изменение заряда на обкладках конденсатора за время dt, то ток

$$i = -\frac{dq}{dt}, \quad dq = C du_C,$$

где du_C — изменение напряжения на конденсаторе. Следовательно,

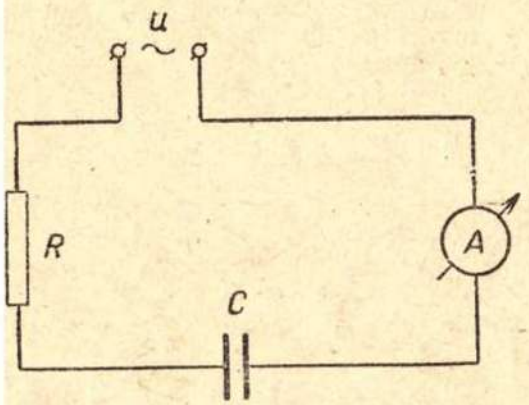


Рис. 13.22. Цепь переменного тока с сопротивлением и емкостью.

$$i = I_0 \sin \omega t = -C \frac{du_C}{dt}, \qquad (181,1)$$

отсюда после интегрирования находим:

$$u_C = \frac{I_0}{\omega C} \cos \omega t = U_{0C} \cos \omega t \qquad (181,2)$$

или

$$I_0 = \omega C U_{0C}, \qquad (181,3)$$

а действующее значение

$$I = \omega C U_C. \quad (181,4)$$

Сравнивая с обычной формулой закона Ома, находим, что величина

$$X_C = \frac{1}{\omega C} \quad (181,5)$$

играет роль сопротивления конденсатора переменному току, она называется емкостным сопротивлением.

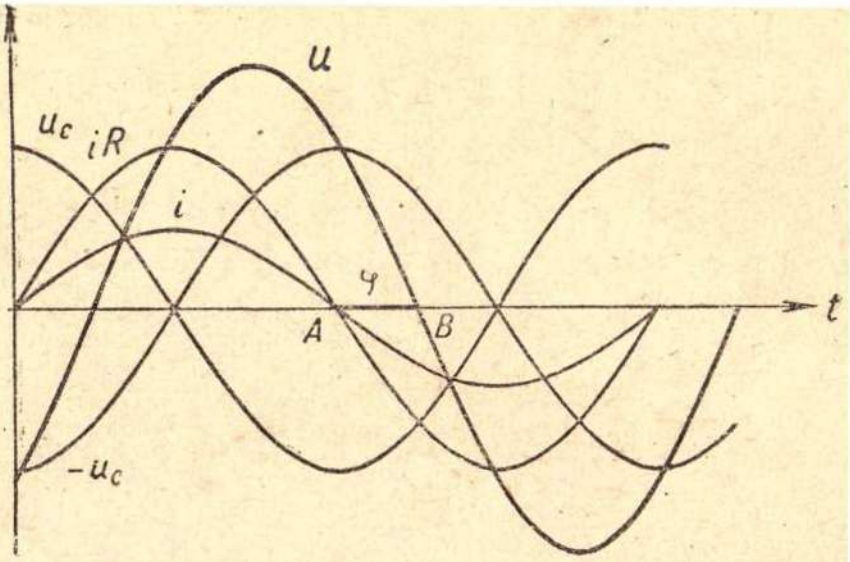


Рис. 13.23. Синусоиды тока и напряжений в схеме с R и C.

Построим синусоиды токов и напряжений для схемы рисунка 13.22. Напряжение на конденсаторе u_C изобразится косинусоидой, а ток i и омическое падение напряжения — синусоидами в соответствии с (181,2) (рис. 13.23). Напряжение сети u раскладывается на две составляющие: одну, равную омическому падению напряжения iR, и вторую, уравновешивающую напряжение на конденсаторе и равную $-u_C$.

Следовательно

UNREGISTERED COPY OF SCANPAPYRUS

$$u = iR + (-u_C). \quad (181,6)$$

Амплитудное значение напряжения генератора U_0 равно геометрической сумме амплитуд омического падения напряжения и составляющей, уравновешивающей напряжение на конденсаторе:

$$\vec{U}_0 = \vec{I}_0 R + \vec{U}_{0C}. \quad (181,7)$$

При построении синусоиды u надо, как это делалось в § 179 для цепи с сопротивлением и индуктивностью, для каждого момента времени t сложить ординаты синусоид iR и $-u_C$. Результирующая кривая, синусоида u, сдвинута по фазе на угол φ относительно синусоиды тока. Следовательно, в цепи с сопротивлением и емкостью напряжение u отстает по фазе от тока на угол φ.

Физический смысл такого сдвига фаз заключается в том, что напряжение на конденсаторе определяется тем зарядом, который находится на нем, а величина этого заряда определяется током, который протекал через конденсатор несколько раньше, в предшествующий момент колебания, поэтому напряжение и отстает по фазе от тока.

Векторная диаграмма цепи с сопротивлением и емкостью приведена на рисунке 13.24. Вектор напряжения на конденсаторе отложен под углом $\frac{\pi}{2}$ к вектору омического падения напряжения в сторону, противоположную вращению векторной диаграммы, т. е. по часовой стрелке. Проектируя все векторы на ось абсцисс, получаем аналитическое соотношение между мгновенными их значениями:

$$U_0 \cos \omega t = I_0 R \cos (\omega t + \varphi) + \frac{I_0}{\omega C} \sin (\omega t + \varphi). \qquad (181,8)$$

Построив треугольник напряжений (рис. 13.25), как это было сделано для цепи с сопротивлением и индуктивностью, и применив теорему Пифагора, получим так называемый закон Ома для цепи переменного тока с сопротивлением и емкостью:

$$I = \frac{U}{\sqrt{R^2 + \frac{1}{\omega^2 C^2}}}. \qquad (181,9)$$

Из того же треугольника определим сдвиг фаз

UNREGISTERED COPY OF SCANPAPYRUS

$$\operatorname{tg} \varphi = \frac{1}{\omega C R} \qquad (181,10)$$

или

$$\cos \varphi = \frac{IR}{U}. \qquad (181,11)$$

Как и в случае цепи с индуктивностью, формула (181,9) не может применяться к мгновенным значениям тока и напряжения.

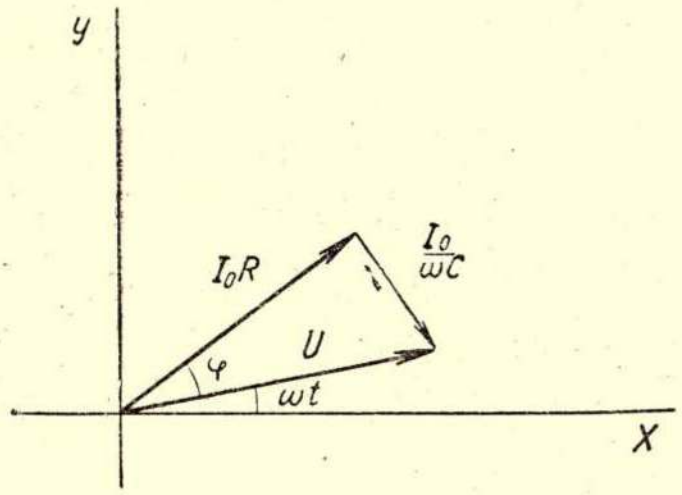


Рис. 13.24. Векторная диаграмма цепи переменного тока с сопротивлением и емкостью.

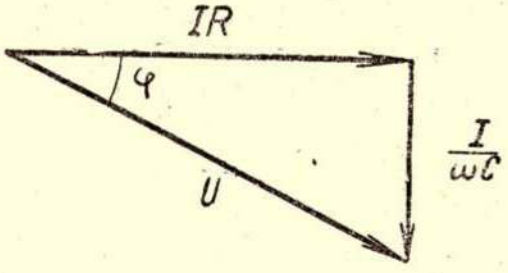


Рис. 13.25. Треугольник напряжений для цепи с сопротивлением и емкостью.

§ 182. Общий случай цепи переменного тока с сопротивлением, индуктивностью и емкостью

Составим цепь из сопротивления R, индуктивности L и емкости C, соединенных последовательно (рис. 13.26). Напряжение источника переменного тока равно u. Составим векторную диаграмму цепи, пользуясь результатами, полученными в предыдущих параграфах (рис. 13.27). Отложив вектор омического падения напряжения I_0R, строим перпендикулярно к нему векторы, уравновешивающие напряжение на индуктивности $I_0\omega L$ и напряжение на емкости $\frac{I_0}{\omega C}$. Поскольку эти векторы сдвинуты — первый на $+\frac{\pi}{2}$, а второй на $-\frac{\pi}{2}$ — относительно вектора I_0R, они откладываются в противоположные стороны. Замыкающий вектор U_0 амплитудного значения напряжения источника тока направлен под углом φ к вектору I_0R, следовательно, его положение определяет сдвиг фаз между током и напряжением в цепи. Аналитическое выражение векторной диаграммы для схемы, изображенной на рисунке 13.26, следующее:

$$U_0 \cos(\omega t + \varphi) = I_0 R \cos \omega t - I_0 \left(\omega L - \frac{1}{\omega C}\right) \sin \omega t. \quad (182,1)$$

UNREGISTERED COPY OF SCANPAPYRUS

Построив треугольник напряжения (рис. 13.28) и применив теорему Пифагора, получим общий случай закона Ома для цепи переменного тока:

$$I = \frac{U}{\sqrt{R^2 + \left(\omega L - \frac{1}{\omega C}\right)^2}}. \quad (182,2)$$

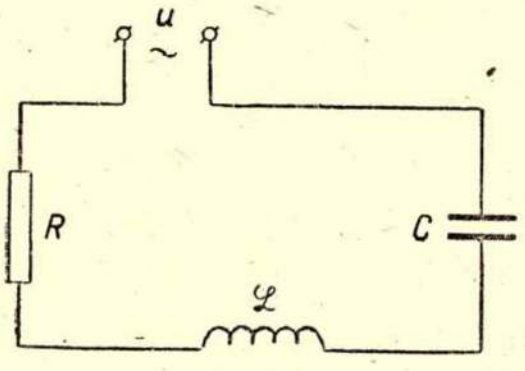


Рис. 13.26. Цепь переменного тока с сопротивлением, индуктивностью и емкостью.

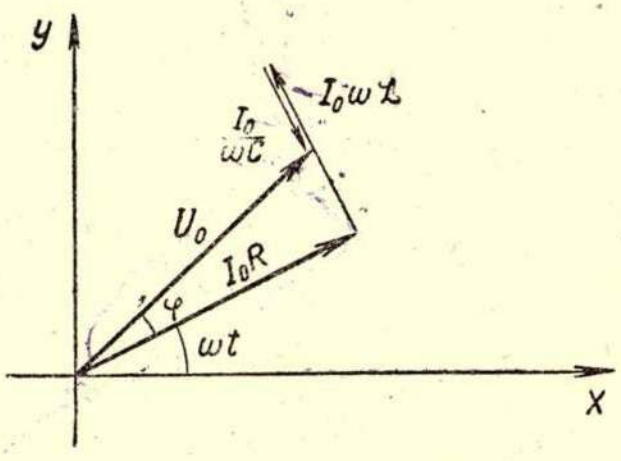


Рис. 13.27. Векторная диаграмма цепи переменного тока с сопротивлением, индуктивностью и емкостью.

Величина

$$Z = \sqrt{R^2 + \left(\omega L - \frac{1}{\omega C}\right)^2} \qquad (182,3)$$

называется полным сопротивлением цепи переменному току. Величина R называется активным или омическим сопротивлением, величина $\left(\omega L - \frac{1}{\omega C}\right)$ называется реактивным сопротивлением.

Потери на тепло Джоуля—Ленца определяются только омическим сопротивлением R. Однако в некоторых случаях, как например в цепи, содержащей катушки с ферромагнитными сердечниками, обладающими гистерезисом, активное сопротивление будет больше омического сопротивления R цепи, оно зависит от гистерезисных потерь, потерь на вихревые токи и потерь на магнитную вязкость в сердечниках. В высокочастотных цепях, где развиваются вихревые индукционные токи в окружающих проводящих телах, активное сопротивление также будет больше омического, оно таково, как будто бы все потери на вихревые токи были обусловлены эквивалентным омическим сопротивлением цепи. То же относится и к потерям в ферромагнетике.

UNREGISTERED COPY OF SCANPAYRUS

Из (182,3) следует, что можно построить треугольник сопротивлений, подобный треугольнику напряжений. Все стороны треугольника сопротивлений будут в I раз меньше соответствующих сторон треугольника напряжений. Если треугольник напряжений можно рассматривать как векторную диаграмму для действующих значений, то треугольник сопротивлений является «скалярным треугольником».

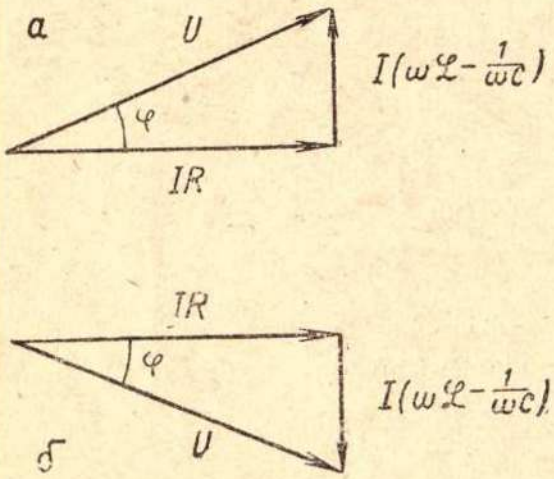


Рис. 13.28. Треугольники напряжений для цепи переменного тока с сопротивлением, индуктивностью и емкостью: *а*—преобладает индуктивность; *б* — преобладает емкость.

Из рисунка 13.28 ясно, что сдвиг фаз φ между током и напряжением может быть определен из соотношений:

$$\operatorname{tg}\varphi = \frac{\omega L - \frac{1}{\omega C}}{R}, \qquad (182,4)$$

или

$$\cos\varphi = \frac{IR}{U}. \qquad (182,5)$$

В зависимости от того, что больше: напряжение на индуктивности или напряжение на емкости,

угол сдвига фаз φ может быть положительным или отрицательным. Если напряжение опережает ток, преобладает влияние индуктивности, φ — положителен, угол от I к U откладывается против часовой стрелки. Если ток опережает напряжение, преобладает влияние емкости, φ — отрицателен, угол от I к U откладывается по часовой стрелке.

§ 183. Резонанс напряжения

Из формулы (182,4) и рисунка 13.27 следует, что при $\omega L = \frac{1}{\omega C}$ угол φ сдвига фаз между током и напряжением обращается в нуль. Вектор $\vec{U}$ становится равным вектору $I_0 R$. Это означает, что ток в цепи определяется лишь активным сопротивлением R, действие индуктивности и емкости взаимно компенсируется. Это явление называется резонансом напряжений.

Так как активное сопротивление R электрических цепей обычно невелико, то при резонансе ток может быть весьма большим, тогда напряжения на индуктивности и емкости могут значительно превосходить напряжение источника тока U. Векторная диаграмма для такого случая приведена на рисунке 13.29.

Из условия резонанса

UNREGISTERED COPY OF SCANPAPYRUS

$$\omega L = \frac{1}{\omega C}. \qquad (183,1)$$

Подстановкой $\omega = \frac{2\pi}{T}$ получается формула Томсона $T = 2\pi\sqrt{LC}$ для периода собственных колебаний контура. Так как ω есть круговая частота вынуждающих электрических колебаний (частота источника переменного тока), то условие (183,1) действительно

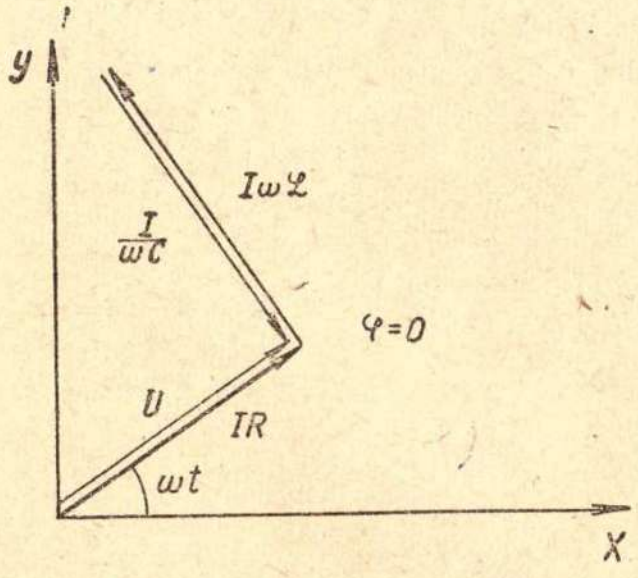


Рис. 13.29. Векторная диаграмма резонанса напряжений.

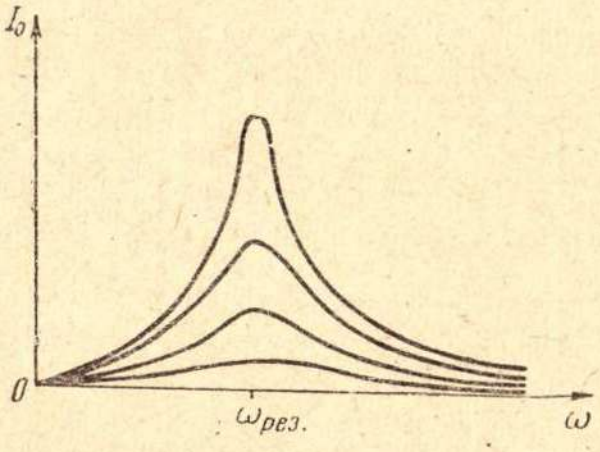


Рис. 13.30. Резонансные кривые тока в контуре.

есть условие резонанса колебаний, заключающееся в совпадении собственной частоты контура и частоты вынуждающих колебаний. Таким образом, сила переменного тока является функцией частоты ω.

На рисунке 13.30 построены так называемые резонансные кривые тока, подобные резонансным кривым скорости механических колебаний (см. «Механику»). Кривые рисунка 13.30 построены для различных значений сопротивления R при одинаковых значениях L и C. Бóльшая или меньшая острота резонансного максимума определяется коэффициентом затухания цепи $\delta = \frac{R}{2L}$ (§ 174). При круговой частоте ω, стремящейся к нулю, сопротивление части цепи с емкостью стремится к бесконечности, а ток I_0 стремится к нулю. При частоте, стремящейся к бесконечности, сопротивление участка цепи с индуктивностью L стремится к бесконечности, а ток I_0 стремится к нулю.

Для получения резонанса источник переменного напряжения не обязательно должен быть включен в цепь непосредственно, как показано на рисунке 13.26. Источник напряжения может быть связан с цепью посредством индуктивности или емкости.

§ 184. Резонанс токов

UNREGISTERED COPY OF SCANPAPYRUS

При резонансе напряжений сопротивление, индуктивность и емкость были включены последовательно. Рассмотрим параллельное включение емкости C и индуктивности L (рис. 13.31). Последовательно с индуктивностью находится сопротивление R_1, последовательно с емкостью — сопротивление R_2. Между током I и напряжением U имеется некоторый сдвиг фаз φ. Разложим вектор тока I на две составляющие: I_a, находящуюся в фазе с вектором напряжения U и I_r, перпендикулярную к I_a (рис. 13.32). Составляющую I_a называют активной со-

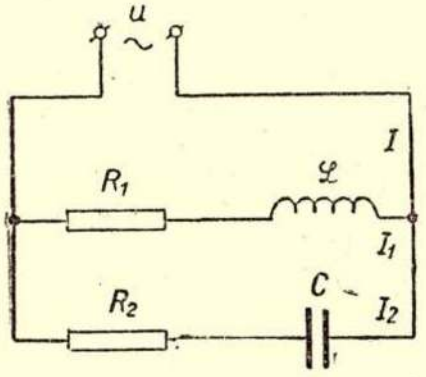


Рис. 13.31. Резонанс токов при параллельном соединении цепей с L и C.

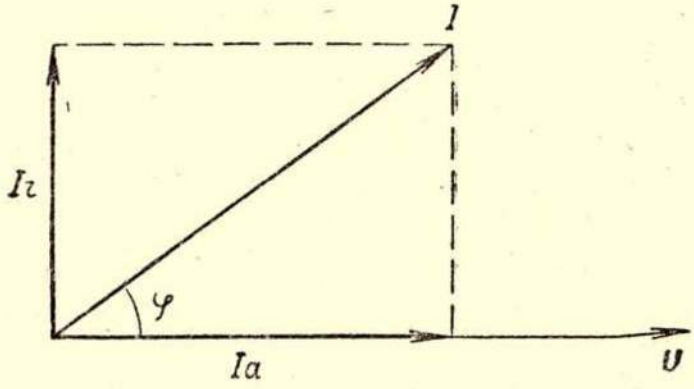


Рис. 13.32. Активная и реактивная составляющие тока.

ставляющей тока, составляющую I_r — реактивной составляющей тока. Из рисунка 13.32 видно, что

$$I_a = I\cos\varphi, \quad I_r = I\sin\varphi. \tag{184,1}$$

Так как

$$I = \frac{U}{Z}, \quad \cos\varphi = \frac{R}{Z}, \text{ а } \sin\varphi = \frac{X}{Z},$$

то, подставив эти значения в (184,1), получим:

$$I_a = U\frac{R}{Z^2} = Ug, \tag{184,2}$$

$$I_r = U\frac{X}{Z^2} = Ub, \tag{184,3}$$

где g и b — активная и реактивная проводимости цепи.

Найдем соотношение между активной g, реактивной b и полной Y проводимостью цепи. Ток I равен геометрической сумме активной и реактивной составляющих:

$$I = \sqrt{I_a^2 + I_r^2} = \sqrt{U^2g^2 + U^2b^2} = U\sqrt{g^2 + b^2} = UY. \tag{184,4}$$

Так как полная проводимость Y равна обратной величине полного сопротивления Z, то из (184,2) и (184,3) следует:

UNREGISTERED COPY OF SCANPAPYRUS

$$R = \frac{g}{Y^2}, \quad X = \frac{b}{Y^2}. \tag{184,5}$$

Для рассматриваемого случая параллельного соединения L и C удобно строить треугольники токов и подобные им треугольники проводимостей, поскольку токи пропорциональны проводимостям. На рисунке 13.33 построены оба типа треугольников для случая $\varphi>0$ (преобладает индуктивность) и $\varphi<0$ (преобладает емкость).

Треугольники сопротивлений составляют часть подобных им треугольников напряжений (левая часть рисунка 13.33). Треугольники проводимостей составляют часть подобных им треугольников токов. Построение их вытекает из изложенного выше.

Условие резонанса токов заключается в том, что угол сдвига фаз должен равняться нулю. Для этого реактивная составляющая тока I_r, а следовательно, и реактивная проводимость b должны равняться нулю. При параллельном соединении двух цепей с L и C (рис. 13.31) общая реактивная проводимость b равна сумме реактивных проводимостей b_1 и b_2. Условие резонанса

$$b_1 + b_2 = 0, \tag{184,6}$$

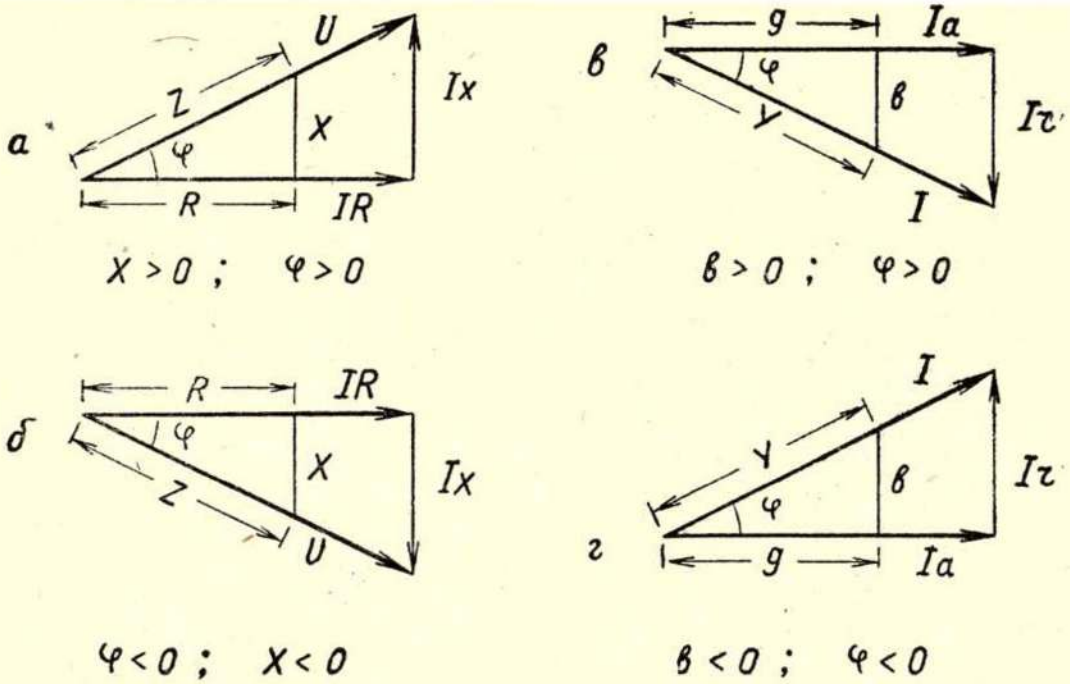


Рис. 13.33. Треугольники напряжений, сопротивлений, токов и проводимостей при параллельном соединении цепей.

но

$$b_1 = \frac{X_1}{Z_1^2} = \frac{\omega L}{R_1^2 + \omega^2 L^2}, \tag{184,7}$$

UNREGISTERED COPY OF SCANPAPYRUS

$$b_2 = \frac{X_2}{Z_2^2} = \frac{-\frac{1}{\omega C}}{R_2^2 + \frac{1}{\omega^2 C^2}} = -\frac{\omega C}{\omega^2 R_2^2 C^2 + 1}. \tag{184,8}$$

Подставив в (184,6), получим:

$$\frac{\omega L}{R_1^2 + \omega^2 L^2} = \frac{\omega C}{\omega^2 R_2^2 C^2 + 1}. \tag{184,9}$$

Обычно $R_2 = 0$, тогда

$$C = \frac{L}{R_1^2 + \omega^2 L^2}. \tag{184,10}$$

Если можно пренебречь омическим сопротивлением R_1, то условие резонанса токов оказывается совпадающим с условием резонанса напряжений, а тогда

$$\omega L = \frac{1}{\omega C} \tag{184,11}$$

и

$$T = 2\pi\sqrt{LC}.$$

Токи I_1 и I_2 в параллельных цепях с L и C при резонансе могут достигать весьма большой величины, но они противопо-

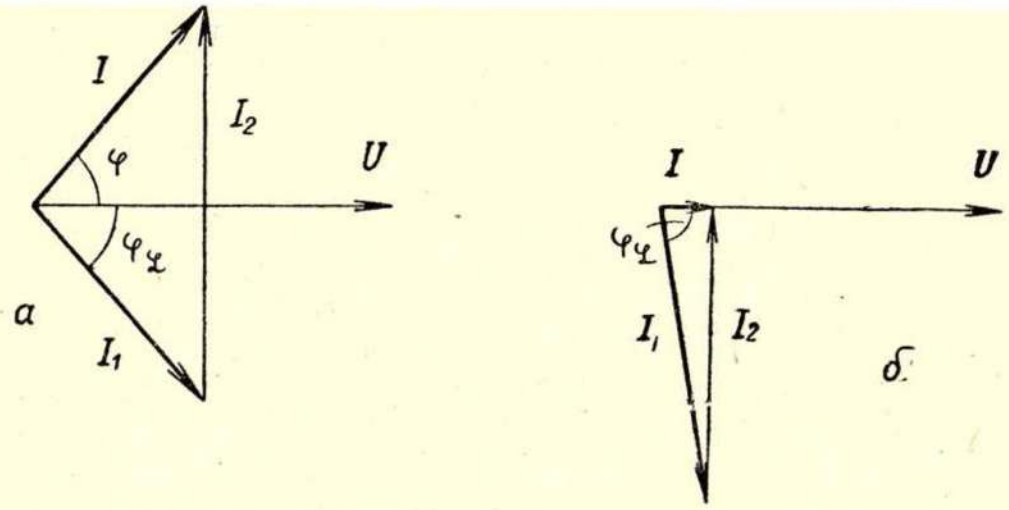


Рис. 13.34. Векторная диаграмма при резонансе токов: *а* — резонанса токов нет; *б* — резонанс токов есть.

ложны по фазе; ток, потребляемый из сети, может быть очень небольшим, его величина зависит от неравенства токов I_1 и I_2, определяемого тем, что сопротивление цепей с C и особенно с L не равно нулю. Векторная диаграмма токов в такой цепи при отсутствии резонанса и при резонансе приведена на рисунке 13.34. Если бы токи I_1 и I_2 в точности равнялись друг другу, что могло бы быть при $R_1=R_2=0$, то полный ток в цепи $I=0$ и сопротивление контура равнялось бы бесконечности.

Действительно, угол сдвига фаз φ_L между током в цепи LR_1 и напряжением U определится из равенства:

UNREGISTERED COPY OF SCANPAPYRUS

$$\sin\varphi_L = \frac{\omega L}{\sqrt{R_1^2+\omega^2L^2}},$$

$$\cos\varphi_L = \frac{R_1}{\sqrt{R_1^2+\omega^2L^2}}. \qquad (184,12)$$

Из рисунка 13.34, *б* видно, что ток через емкость будет:

$$I_2 = I_1 \sin\varphi_L. \qquad (184,13)$$

Из того же рисунка видно, что полный ток

$$I = I_1 \cos\varphi_L, \qquad (184,14)$$

а токи I_1 и I_2:

$$I_1 = \frac{U}{\sqrt{R_1^2+\omega^2L^2}}, \quad I_2 = U\omega C. \qquad (184,15)$$

Подставляя (184,15) и (184,12) в (184,14), имеем:

$$I = \frac{U}{\sqrt{R_1^2+\omega^2L^2}} \cdot \frac{R_1}{\sqrt{R_1^2+\omega^2L^2}}. \qquad (184,16)$$

Пренебрегая R_1^2 по сравнению с $\omega^2 L^2$, получим:

$$I = U \cdot \frac{R_1}{\omega^2 L^2} = U \cdot \frac{R_1 C}{L}. \qquad (184,17)$$

Общее омическое сопротивление контура при резонансе

$$R = \frac{U}{I} = \frac{L}{R_1 C}. \qquad (184,18)$$

При R_1, стремящемся к нулю, R стремится к бесконечности, как было указано выше.

Таким образом, мы пришли к заключению, что контур, состоящий из параллельно соединенных емкости и индуктивности с очень малым омическим сопротивлением, представляет очень большое сопротивление для узкой полосы частот вблизи резонансной частоты ω. Это свойство резонанса токов широко используется в резонансных усилителях.

§ 185. Мощность переменного тока. Коэффициент мощности и его значение

Мгновенное значение мощности переменного тока равно произведению мгновенных значений тока и напряжения:

UNREGISTERED COPY OF SCANPAPYRUS

$$p = ui. \qquad (185,1)$$

Благодаря наличию сдвига фаз знаки у тока и напряжения в данный момент времени могут быть разные (см., например, рис. 13.18 и 13.23), поэтому мощность может быть отрицательной в некоторые доли периода переменного тока, что означает возвращение энергии в генератор.

Для нахождения средней мощности переменного тока произведение мгновенных значений надо умножить на dt, проинтегрировать за период и разделить на T, т. е.

$$P = \frac{1}{T} \int_0^T iu dt. \qquad (185,2)$$

Наличие отрицательной мощности можно показать на векторной диаграмме рисунка 13.35. Отложив амплитудные значения тока I_0 и напряжения U_0, сдвиг фаз между которыми равен φ, проведем через основания векторов перпендикулярные к ним прямые, которые, очевидно, тоже образуют угол φ. На рисунке 13.35 этот угол заштрихован. При прохождении оси времени через этот угол проекции I_0 и U_0 на ось времени имеют разные знаки, что дает отрицательное значение мгновенной мощности. В положении, изображенном на рисунке 13.35,

величина i убывает, значит э. д. с. самоиндукции $\mathcal{E}_L$ направлена одинаково с током, поддерживая его. Следовательно,

$$i = \frac{u + \mathcal{E}_L}{R}. \quad (185,3)$$

Умножив на i и преобразовав, получим:

$$\mathcal{E}_L i = i^2 R - ui. \quad (185,4)$$

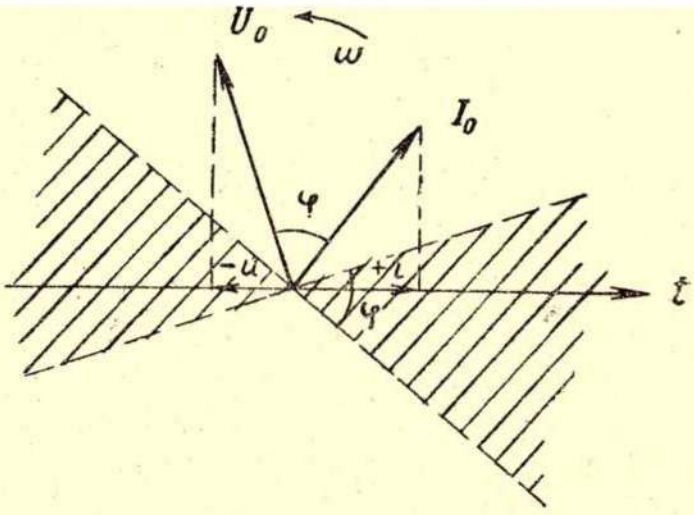


Рис. 13.35. Мгновенные значения тока и напряжения при сдвиге фаз в цепи переменного тока.

При нахождении оси времени в заштрихованной площади $\mathcal{E}_L i$ — положительно, ui — отрицательно, но $-ui$ — положительно, i^2R всегда положительно. Следовательно, величина $\mathcal{E}_L i$, которую можно рассматривать как мощность, возвращаемую из магнитного поля в сеть, частично (i^2R) расходуется на тепло Джоуля—Ленца в проводах, частично (ui) возвращается в генератор переменного тока.

На рисунке 13.36 приведены графики изменения мгновенной мощности (на рисунке они ограничивают заштрихованные площади) при различных углах сдвига фаз. При $\varphi=0$ во все моменты времени мощность положительна, она расходуется в цепи на совершение тепловой работы. При $0<\varphi<\frac{\pi}{2}$ в отдельные промежутки времени мощность отрицательна (соответствует заштрихованным площадям ниже оси времени). Отрицательная мощность характеризует процесс передачи энергии генератору из электрического и магнитного полей цепи. При $\varphi=\frac{\pi}{2}$ положительная мощность равна отрицательной мощности, положительная работа тока за период (заштрихованные площади выше оси времени) будет равна отрицательной его работе (заштрихованные площади ниже оси времени). Работа тока за период равна нулю, следовательно, средняя мощность тока также равна нулю. При этом периодически энергия запасается в магнитных и электрических полях, а затем снова передается генератору. Последний случай может быть лишь при $R=0$.

UNREGISTERED COPY OF SCANPAYRUS

Вычислим среднее значение мощности переменного тока. Для этого в (185,2) подставим значения мгновенных величин i и u:

$$P = \frac{1}{\omega T}\int_0^T I_0 U_0 \sin \omega t \cdot \sin(\omega t + \varphi)\, d(\omega t) =$$

$$= \frac{I_0 U_0}{\omega T}\left[\cos\varphi \int_0^T \sin^2 \omega t\, d(\omega t) + \sin\varphi \int_0^T \sin\omega t \cos\omega t\, d(\omega t)\right]. \quad (185,5)$$

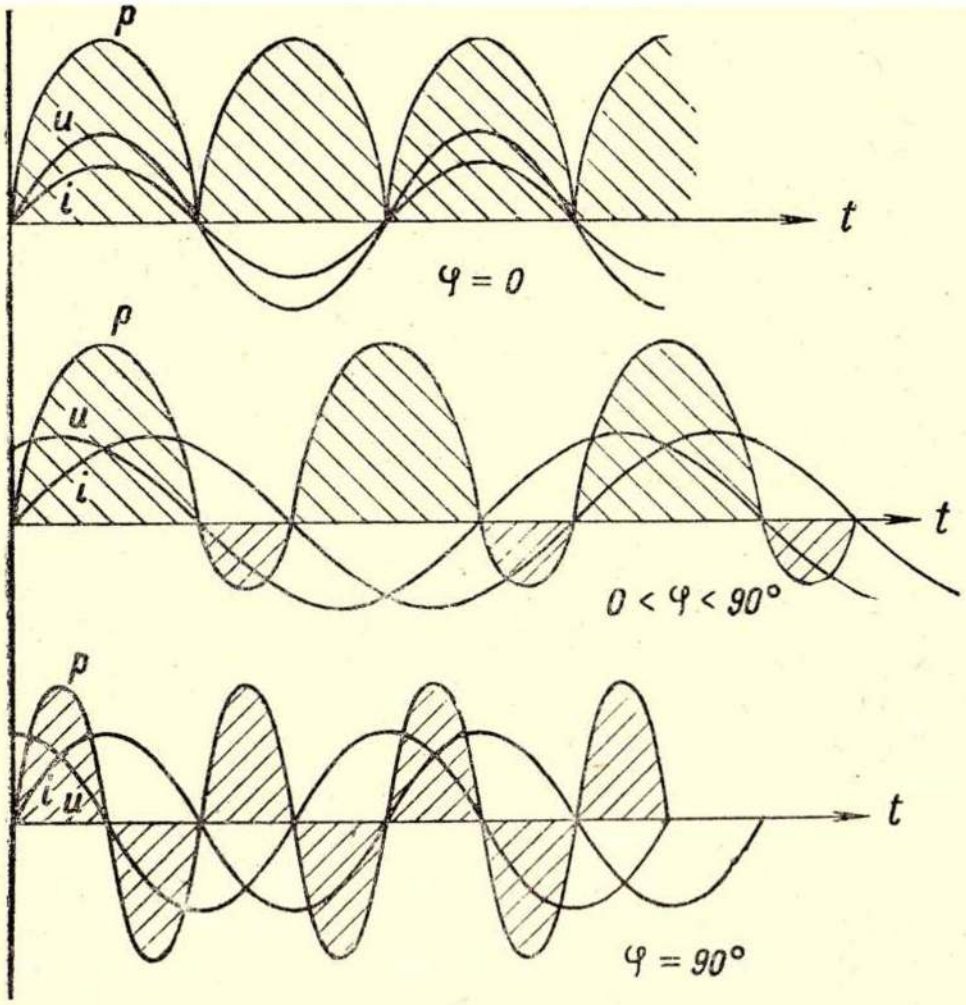


Рис. 13.36. Мгновенные значения мощности при различных углах сдвига фаз в цепи переменного тока.

UNREGISTERED COPY OF SCANPAPYRUS

Первый интеграл равен $\frac{\omega T}{2}$, второй при данных пределах интегрирования равен нулю. Следовательно,

$$P = \frac{I_0 U_0}{2} \cos\varphi = IU \cos\varphi \qquad (185,6)$$

— мощность переменного тока, пропорциональна косинусу угла сдвига фаз, который поэтому называется коэффициентом мощности.

Выражение 185,6 можно представить иначе, введя активную слагающую тока $I\cos\varphi = I_a$, тогда

$$P = I_a U. \qquad (185,7)$$

Полученное выражение можно рассматривать так: работа производится активной слагающей тока I_a, вторая слагающая — реактивная $I_r = I\sin\varphi$ работы не производит, она лишь загружает генератор переменного тока и линию, создавая в них дополнительные потери на тепло Джоуля—Ленца.

§ 186. Экономическое значение коэффициента мощности и способы его повышения

Наличие в цепи со сдвигом фаз φ реактивной составляющей тока приводит к необходимости строить сети и генераторы переменного тока, рассчитанные на бóльшие токи, чем это требовалось бы, если исходить лишь из полезной мощности, расходуемой в цепи. Реактивная составляющая $I\sin\varphi$, которую иногда называют безваттным током, может вызвать очень сильное увеличение сечения проводов генератора и сети. Действительно, при $\cos\varphi=0{,}5$ ток в цепи вдвое больше того, который протекал бы при $\cos\varphi=1$ и той же мощности. Следовательно, если мы хотим, чтобы потери на джоулево тепло в линии были одинаковыми в обоих случаях, сечение проводов в первом случае ($\cos\varphi=0{,}5$) надо взять в четыре раза бóльшим, что во втором случае ($\cos\varphi=1$). Соответственно должно быть увеличено и сечение проводов в генераторе, что вызовет значительное увеличение количества меди в нем, т. е. приведет к большому утяжелению всей машины.

Однако в промышленных сетях далеко не всегда удается добиться нужного увеличения коэффициента мощности. Особенно это трудно сделать в длинных линиях передачи, где индуктивность проводов весьма велика. Емкость проводов относительно земли также может привести к большому сдвигу фаз. Особенно большой сдвиг фаз дают ненагруженные на расчетную мощность трансформаторы и двигатели переменного тока (§ 188).

UNREGISTERED COPY OF SCANPAPYRUS

Ввиду большого экономического значения рассматриваемого явления принимаются меры к увеличению коэффициента мощности потребителей электрической энергии. Основной способ — полная загрузка имеющихся трансформаторов и двигателей. Но этот способ не всегда можно полностью использовать. Тогда прибегают к созданию условий, близких к резонансу токов. Для этого, если сдвиг фаз вызван индуктивностью, параллельно нагрузке включают емкость, подобранную так, чтобы $\omega C=\frac{1}{\omega L}$. Но этот способ довольно дорогой, так как обычно для получения резонанса у потребителей больших мощностей требуются большие емкости, стоимость которых велика.

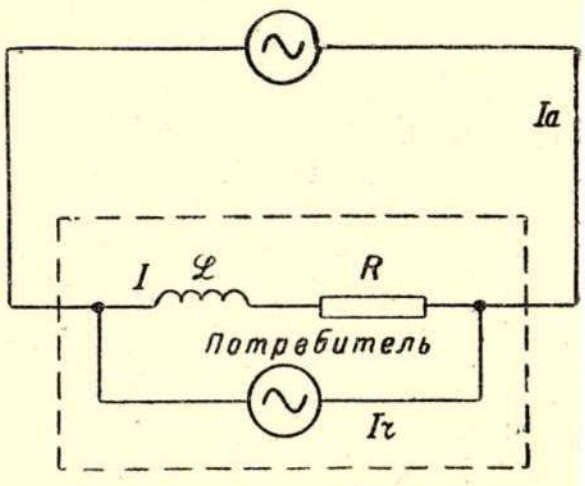


Рис. 13.37. Схема включения синхронного компенсатора.

Другой способ, более выгодный, заключается в получении на месте реактивной слагающей тока. Для этого параллельно нагрузке (рис.

13.37) включается генератор переменного тока, так называемый синхронный компенсатор, вырабатывающий ток, сдвинутый по фазе на нужный угол φ относительно тока, поступающего к потребителю от электростанции. Этот ток от генератора и является реактивной слагающей $I\sin\varphi=I_r$, которая теперь не загружает электростанцию и линию. Так как ток I_r не совершает работы, то для вращения синхронного компенсатора требуется двигатель весьма небольшой мощности.

Для промышленных предприятий наименьший допустимый коэффициент мощности равен 0,85.

§ 187. Вращающееся магнитное поле. Принцип двигателя переменного тока

Рассмотрим две пары катушек, помещенных перпендикулярно друг к другу (рис. 13.38). Между катушками помещается металлический цилиндр или диск, могущий вращаться вокруг оси O. Токи в обоих парах катушек сдвинуты по фазе на угол φ. Это может быть достигнуто путем включения в цепь одной из катушек индуктивности L или емкости C. Амплитудные значения токов путем подбора параметров цепей можно сделать одинаковыми. Предположим, что угол сдвига фаз между токами равен $\frac{\pi}{2}$, тогда поле, созданное одной парой катушек, например

UNREGISTERED COPY OF SCANPAPYRUS

расположенной вертикально, будет:

$$H_1 = H_0 \sin \omega t,$$

а поле горизонтальной пары катушек:

$$H_2 = H_0 \cos \omega t.$$

Результирующее поле:

$$H = \sqrt{H_1^2 + H_2^2} = H_0, \qquad (187,1)$$

оно все время равно амплитудному значению и вращается по или против часовой стрелки с некоторой круговой частотой, которая определится из соотношения:

$$\operatorname{tg}\alpha = \frac{H_1}{H_2} = \frac{H_0 \sin \omega t}{H_0 \cos \omega t} = \operatorname{tg}\omega t, \qquad (187,2)$$

где α — угол между вектором результирующего поля и направлением поля H_2.

Вращающееся магнитное поле создает в цилиндре или диске, помещенном между катушками, индукционный ток. Рассмотрим взаимодействие этого тока и магнитного поля. В некоторой точке диска при приближении к ней вращающегося вектора H_0 возникает индукционный ток такого направления, что его поле

по закону Ленца должно отталкиваться от вращающегося поля (от вектора H_0). Следовательно, возникает сила, стремящаяся вращать диск в том же направлении, в котором вращается магнитное поле. В точке, от которой удаляется вектор, возникает индукционный ток такого направления, что его магнитное поле стремится противодействовать удалению вектора H_0, следовательно, возникает сила, поворачивающая диск вслед за удаляющимся вектором H_0.

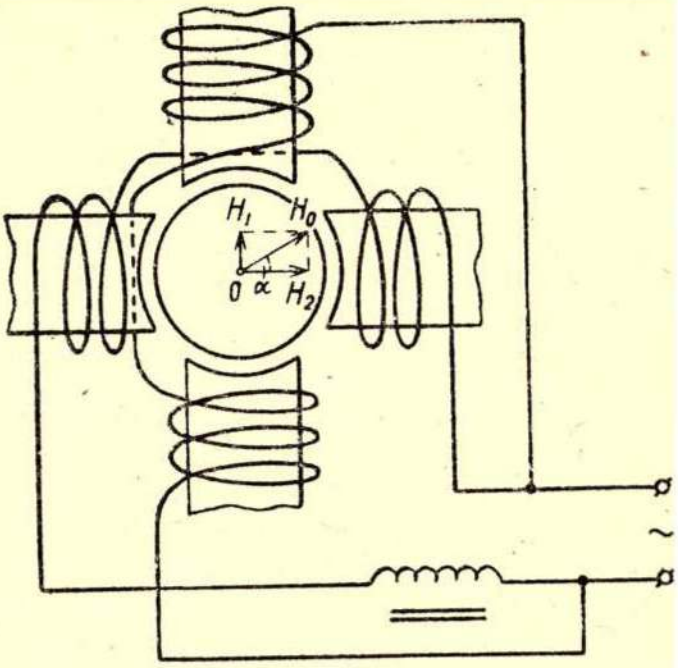


Рис. 13.38. Схема получения вращающегося магнитного поля.

На рассмотренном явлении основано действие большинства двигателей переменного тока. В так называемых однофазных двигателях сдвиг фаз между токами в двух парах катушек обычно создается включением емкости в цепь одной из пар катушек. Возникает вращающееся поле, которое индуцирует ток в обмотке ротора, вследствие чего ротор вращается вслед за вектором поля, но с несколько меньшей скоростью, что необходимо для возникновения индукционного тока (изменение магнитного потока, сцепленного с данным проводником).

UNREGISTERED COPY OF SCANPAPYRUS

Принцип вращающегося магнитного поля используется также в индукционных счетчиках переменного тока и ряде измерительных приборов: ваттметрах и фазометрах.

§ 188. Трансформация токов. Передача электрической энергии

Трансформатор служит для преобразования напряжения переменного тока: его повышения или понижения. Впервые трансформаторы были сконструированы и введены в практику П. Н. Яблочковым и И. Ф. Усагиным.

Трансформатор состоит из замкнутого ферромагнитного сердечника, на который намотаны две или большее число обмоток (рис. 13.39). К первичной обмотке I, состоящей из n_1 витков, подводится переменное напряжение u_1, тогда в обмотке возникает переменный ток I_1, создающий в ферромагнитном сердечнике переменный магнитный поток Φ. Изменения этого потока вызывают во всех обмотках появление индуцированной

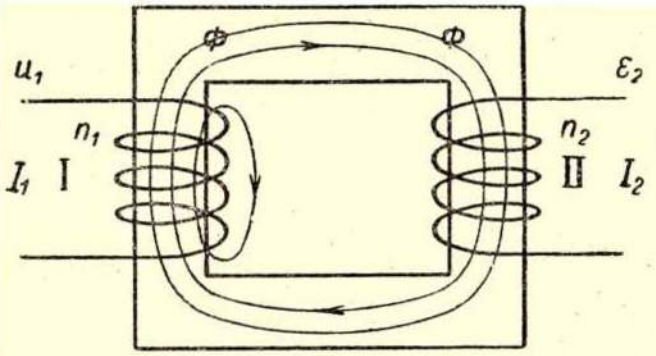


Рис. 13.39. Схема однофазного трансформатора.

э. д. с. В первичной обмотке это э. д. с. самоиндукции, в остальных обмотках это э. д. с. индукции.

В трансформаторах имеются потери энергии, связанные с выделением в его обмотках джоулева тепла, с появлением вихревых токов в сердечнике, с наличием гистерезисных явлений в ферромагнетике и с рассеиванием магнитного потока. В современных мощных трансформаторах эти потери не превышают 2—3%. Поэтому в приближенной теории трансформатора можно не учитывать некоторых потерь энергии, например потерь в железе, что и делается в нашем рассмотрении.

Пусть вторичная обмотка трансформатора разомкнута (трансформатор не нагружен). Первичная обмотка при этом является почти чисто индуктивной нагрузкой для подаваемого на нее напряжения. Величина тока в первичной обмотке ненагруженного трансформатора очень мала. Предположим, что она меняется по закону:

$$i' = I'_0 \cos \omega t. \tag{188,1}$$

UNREGISTERED COPY OF SCANPAPYRUS

Если не учитывать потерь в железе, то по такому же закону изменяется магнитный поток в сердечнике трансформатора:

$$\Phi = \Phi_0 \cos \omega t. \tag{188,2}$$

Величина магнитного потока пропорциональна намагничивающим ампер-виткам тока холостого хода первичной обмотки.

Изменяющийся магнитный поток возбуждает как в первичной, так и во вторичной обмотках э. д. с.:

$$\mathcal{E}_1 = -n_1 \cdot \frac{d\Phi}{dt} = n_1 \Phi_0 \omega \cos\left(\omega t - \frac{\pi}{2}\right),$$

$$\mathcal{E}_2 = -n_2 \cdot \frac{d\Phi}{dt} = n_2 \Phi_0 \omega \cos\left(\omega t - \frac{\pi}{2}\right). \tag{188,3}$$

Э. д. с. самоиндукции $\mathcal{E}_1$ в первичной обмотке в каждый момент времени уравновешивается подводимым к трансформатору внешним напряжением:

$$U_1 = -\mathcal{E}_1 = n_1 \Phi_0 \omega \cos\left(\omega t + \frac{\pi}{2}\right). \tag{188,4}$$

Из (188,3), опуская знак минус, имеем:

$$\frac{\mathcal{E}_2}{U_1} = \frac{n_2}{n_1}. \tag{188,5}$$

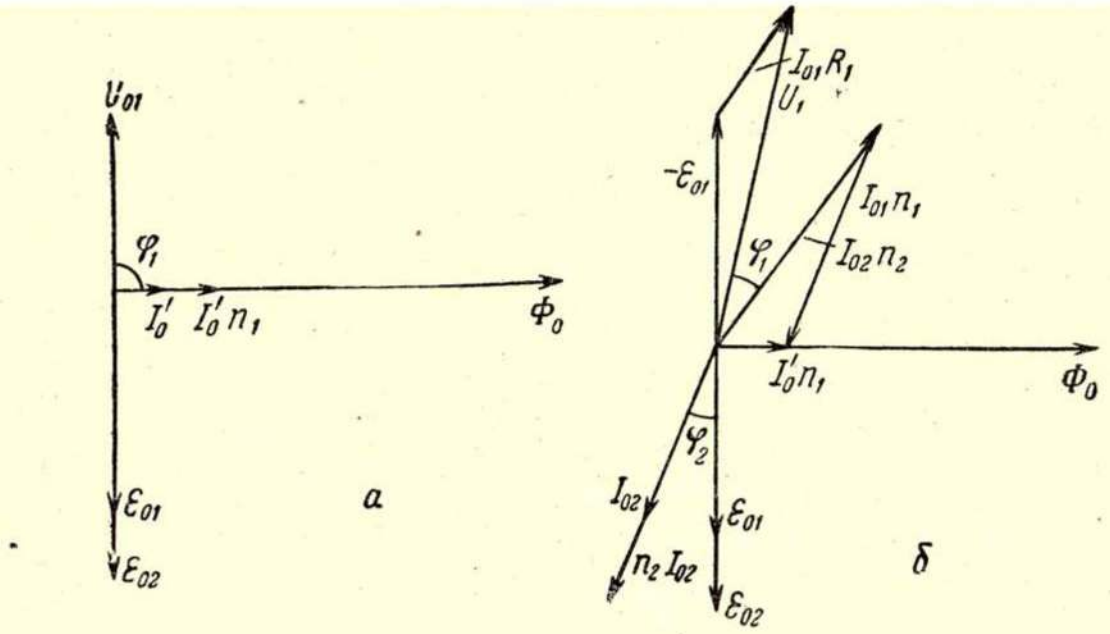


Рис. 13.40. Векторная диаграмма трансформатора: *а* — ненагруженного; *б* — нагруженного.

Это отношение носит название коэффициента трансформации.

Векторная диаграмма ненагруженного трансформатора изображена на рисунке 13.40, *а*. Ток холостого хода трансформатора i' является реактивным током.

Если замкнуть вторичную обмотку трансформатора на сопротивление, то по внешней цепи пойдет ток

UNREGISTERED COPY OF SCANPAPYRUS

$$i_2 = \frac{\mathcal{E}_2}{Z_2}. \qquad (188,6)$$

Магнитный поток нагруженного трансформатора создается токами в первичной и вторичной обмотках. Как обычно говорят, он создается как первичными, так и вторичными ампер-витками. Магнитное состояние железа сердечника нагруженного трансформатора мало отличается от магнитного состояния железа ненагруженного трансформатора, что обусловлено значительной нелинейностью кривой намагничивания при тех значениях индукции (1,0—1,5 *тл*), которые существуют в трансформаторах. Это означает, что результирующие ампер-витки первичного и вторичного токов в сумме приблизительно равны ампер-виткам холостого хода, существовавшего у ненагруженного трансформатора, что показано на рисунке 13.40, *б*, где вектор результирующих ампер-витков $I'_0 n_1$ равен геометрической сумме векторов $I_{01} n_1$ и $I_{02} n_2$. Мы видим, что вектор $I_{01} n_1$ значительно больше вектора $I'_0 n_1$, что означает значительное возрастание тока в первичной обмотке трансформатора. Это следует и из закона сохранения энергии, согласно которому мощности в первичной и вторичной обмотках должны быть равны (без учета потерь в железе). Напряжение сети U_1 теперь

должно уравновешивать не только э. д. с. самоиндукции первичной обмотки $\mathcal{E}_1$, но должно компенсировать возросшие потери на джоулево тепло в первичной обмотке. Следовательно, вектор напряжения U_1 является геометрической суммой векторов $\mathcal{E}_{01}$ и $I_{01}R_1$.

Угол сдвига фаз φ_1 между током и напряжением в первичной обмотке ненагруженного трансформатора (рис. 13.40) составляет 90°, если не учитывать потерь. При нагрузке трансформатора между током и напряжением во вторичной обмотке может быть сдвиг фаз φ_2, зависящий от характера нагрузки. Сдвиг фаз в первичной цепи значительно уменьшается, как это видно из рисунка 13.40, *б*. Если нагрузка вторичной цепи чисто активная, $\varphi_2=0$, то сдвиг фаз в первичной цепи тоже близок к нулю.

Полагая мощности в первичной и вторичной обмотках равными и $\cos\varphi=1$, имеем: $U_1I_1=\mathcal{E}_2I_2$, тогда из (188,5) получим:

$$\frac{U_1}{\mathcal{E}_2}=\frac{I_2}{I_1}=\frac{n_1}{n_2}. \qquad (188,7)$$

Количество обмоток в трансформаторе может быть и больше двух. Например, трансформаторы, питающие радиоустройства, имеют 4—5 обмоток на разные напряжения.

Трансформатор может состоять из одной обмотки, в этом случае он называется автотрансформатором. Напряжение сети в повышающем автотрансформаторе подводится к части обмотки, вторичное напряжение снимается со всей обмотки. В понижающем трансформаторе, наоборот, напряжение сети подается на всю обмотку, вторичное напряжение снимается с части обмотки.

UNREGISTERED COPY OF SCANPAPYRUS

Особенно удобны регулируемые автотрансформаторы, в которых перемещением движка можно изменять число витков вторичной обмотки. Такой автотрансформатор может служить и в качестве повышающего напряжение, и в качестве понижающего напряжение. Схема распространенного в лабораториях автотрансформатора типа ЛАТР приведена на рисунке 13.41.

Трансформаторы широко используются при передаче и распределении электрической энергии. Генераторы электростанций вырабатывают электроэнергию при напряжении в несколько тысяч вольт. Для непосредственного использования это напряжение велико, для передачи на большие расстояния оно мало, так как потери в линии, пропорциональные квадрату тока, будут значительными. Чтобы снизить ток, а значит и потери, напряжение должно быть повышено

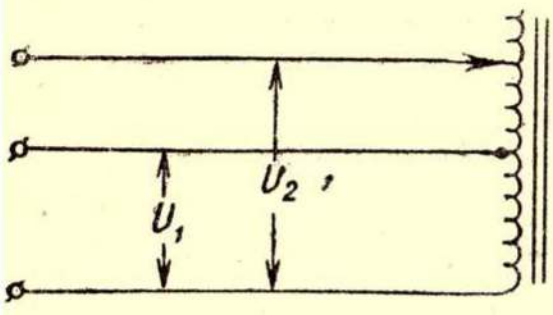


Рис. 13.41. Схема автотрансформатора типа ЛАТР.

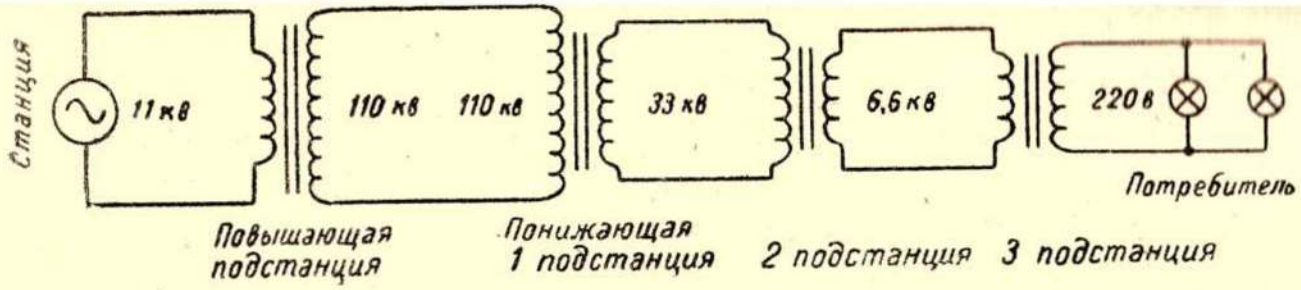


Рис. 13.42. Схема трансформации напряжения при передаче электроэнергии на большие расстояния.

до десятков тысяч вольт, а при передаче энергии на сотни и более километров напряжение доводится до сотен тысяч вольт. Так, энергия от Волжской гидростанции имени Ленина передается в Москву при напряжении 400 тыс. *в*.

Схема передачи и распределения электроэнергии приведена на рисунке 13.42. Вырабатываемая генератором энергия при напряжении, например, в 11 *кв* на повышающей подстанции повышается до 110 *кв* или более и передается по линии высокого напряжения в район потребления, там, на ряде подстанций, напряжение последовательно понижается до 220 или 127 *в* и подается потребителю. Последняя понижающая подстанция располагается непосредственно вблизи потребителей, так как линии передачи и распределения при низком напряжении 220 или 127 *в* должны быть как можно короче, иначе потери в линии будут уменьшать напряжения на нагрузке.

UNREGISTERED COPY OF SCANPAPYRUS

§ 189. Трехфазный ток

По сравнению с рассмотренной выше системой так называемого однофазного тока многофазные токи обладают рядом преимуществ. Система трехфазного тока, созданная М. О. Доливо-Добровольским, получила всеобщее распространение и сейчас является основной промышленной системой.

Трехфазный ток может быть получен следующим методом. В простейшем генераторе однофазного тока электромагнит вращается между парой катушек, в которых возбуждается синусоидальный переменный ток (рис. 13.43, *а*). В генераторе трехфазного тока три пары катушек (рис. 13.43, *б*) расположены так, что возбуждаемые в них синусоидальные токи сдвинуты по фазе на 120° один относительно другого (рис. 13.44).

Если для каждого из этих токов использовать отдельную линию передачи, то это не даст никаких преимуществ по сравнению с однофазным током. Однако вместо шести проводов линии передачи можно взять четыре (рис. 13.45) или даже три, воспользовавшись тем обстоятельством, что при одинаковой

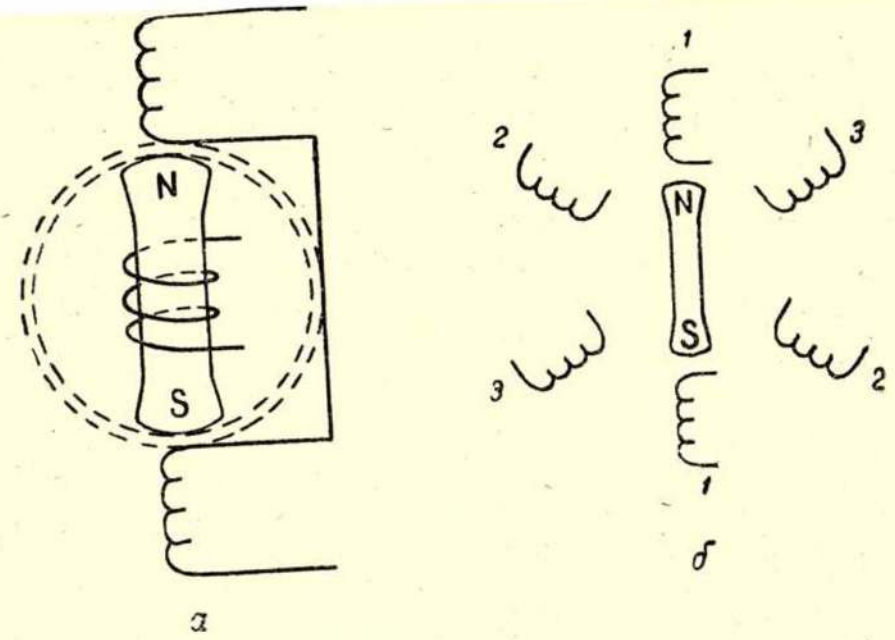


Рис. 13.43. Схема генератора переменного тока: *а* — однофазного; *б* — трехфазного.

загрузке всех трех линий или фаз алгебраическая сумма токов в любой момент времени равна нулю. Действительно, токи в линиях равны:

$$i_1 = I_0 \sin \omega t;$$

$$i_2 = I_0 \sin (\omega t - 120^\circ);$$

$$i_3 = I_0 \sin (\omega t - 240^\circ).$$

UNREGISTERED COPY OF SCANPAPYRUS

Сложив эти выражения, получим:

$$i = i_1 + i_2 + i_3 = I_0 \sin \omega t - \frac{I_0}{2} \sin \omega t -$$

$$- \frac{I_0 \sqrt{3}}{2} \cos \omega t - \frac{I_0}{2} \sin \omega t + \frac{I_0 \sqrt{3}}{2} \cos \omega t = 0. \qquad (189,1)$$

Следовательно, если три обмотки генератора соединить вместе, как показано на рисунке 13.45, то получится четыре провода вместо шести. Общий, так называемый нулевой

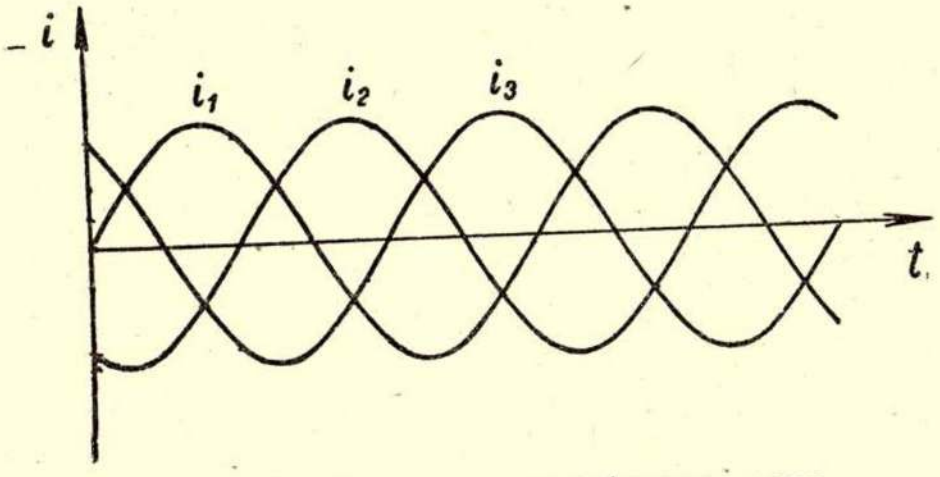


Рис. 13.44. Синусоиды трехфазного тока.

провод, по которому протекает сумма всех токов, может вообще отсутствовать, если выполнено условие (189,1). Если же благодаря неравномерной нагрузке фаз сумма токов не равна нулю, этот провод может быть взят значительно меньшего сечения, чем остальные, так называемые фазные провода, ибо по нему протекает ток, незначительно отличающийся от нуля.

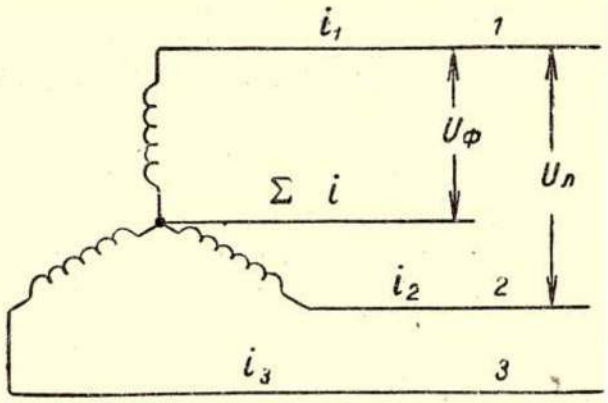


Рис. 13.45. Схема соединения звездой в генераторе трехфазного тока.

Показанное на рисунке 13.45 соединение называется соединением звездой. Рассмотрим, чему равны напряжения между проводами линии при таком соединении. В каждой катушке генератора индуцируется разность потенциалов $U_ф$, которую называют фазным напряжением. Это напряжение действует между каждым из трех фазных проводов и нулевым проводом. Чтобы определить напряжение между двумя фазными проводами, которое называется линейным напряжением, построим векторную диаграмму напряжений в схеме рисунка 13.45 (рис. 13.46). Напряжение между двумя фазными проводами, например первым и вторым, равно геометрической сумме векторов напряжений $\vec{U}_1$ и $-\vec{U}_2$, т. е

UNREGISTERED COPY OF SCANPAPYRUS

$$\vec{U}_{1,2} = \vec{U}_л = \vec{U}_1 + \left(-\vec{U}_2\right).$$

Отсюда

$$U_л = 2U_ф \cos 30° = U_ф \sqrt{3}. \qquad (189,2)$$

Следовательно, линейное напряжение в $\sqrt{3}$ раз больше фазного. Токи в линии и в катушке генератора одинаковы: $I_л = I_ф$.

Обмотки генератора трехфазного тока можно соединять не только по схеме звезды. Вторая схема соединения обмоток приведена на рисунке 13.47. Такое соеди-

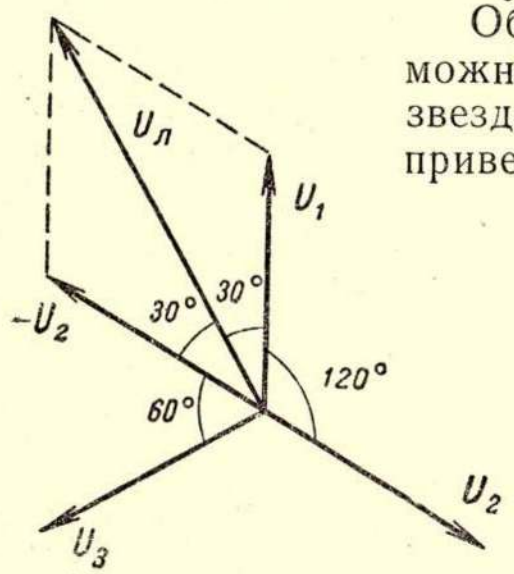


Рис. 13.46. Связь между фазными и линейными напряжениями.

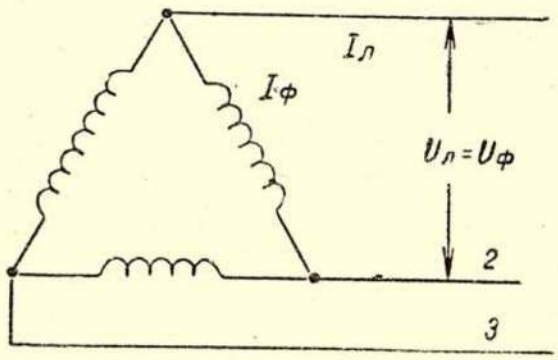


Рис. 13.47. Схема соединения треугольником в генераторе трехфазного тока.

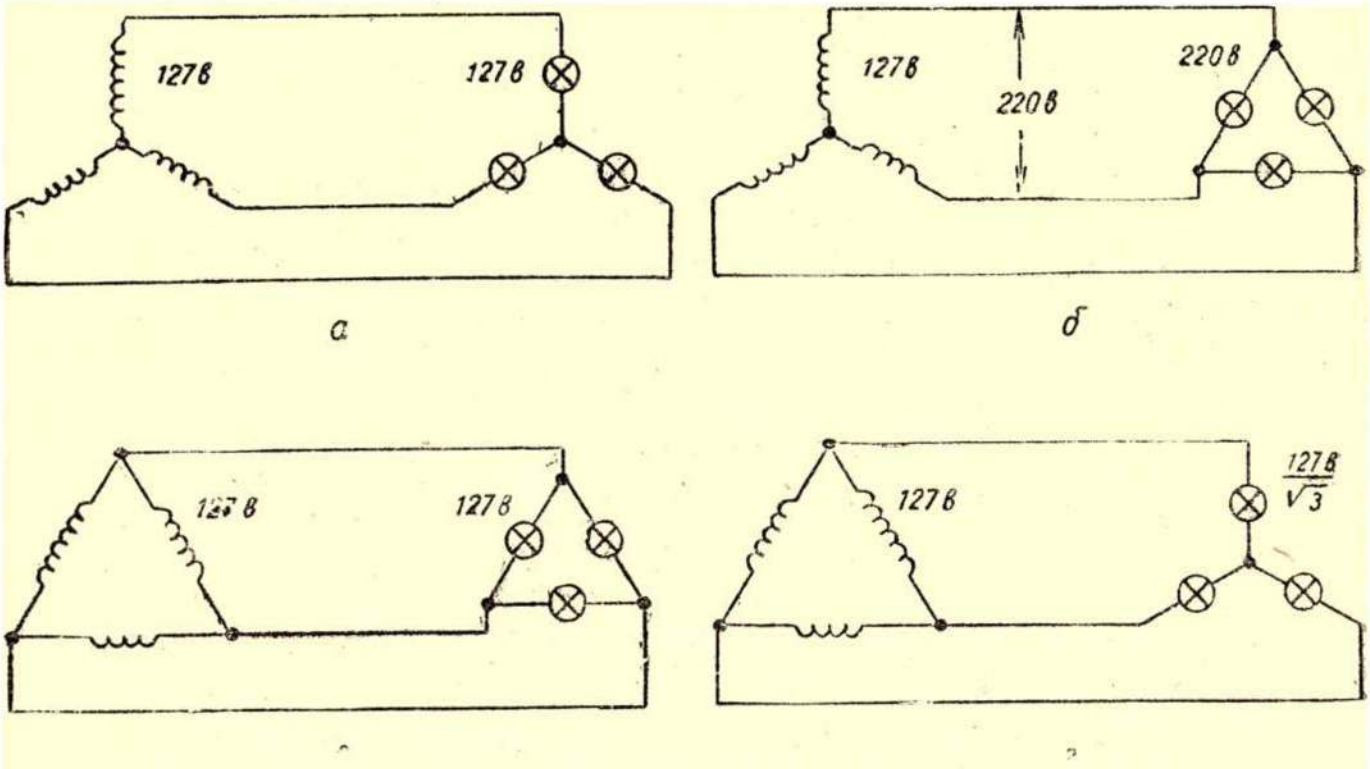


Рис. 13.48. Различные схемы соединения обмоток генератора и нагрузки в цепи трехфазного тока.

нение называется соединением треугольником. В этом случае напряжение между линейными проводами равно напряжению на каждой из фазных обмоток $U_л = U_ф$. Токи в проводах линии и в обмотках не равны, аналогично выводу (189,2) можно показать, что

UNREGISTERED COPY OF SCANPAPYRUS

$$I_л = I_ф \sqrt{3}. \qquad (189,3)$$

Рассмотрим соединение нагрузок в цепях трехфазного тока. Это соединение также можно выполнять по схеме звезды и треугольника. На рисунке 13.48 приведены различные комбинации соединений нагрузок и обмоток генератора.

На рисунке 13.48, *а* генератор и нагрузка включены звездой. Если фазное напряжение генератора равно 127 *в*, то в каждой из цепей нагрузки при наличии нулевого провода напряжение также будет равно 127 *в* даже при разной величине нагрузок. Если же нулевой провод отсутствует, то при различных нагрузках фаз и напряжение на каждой из нагрузок будет разным. Если одна из цепей нагрузки выключается, то на двух оставшихся окажется напряжение $U_л = 220$ *в*, при равенстве этих нагрузок на каждой из них будет по 110 *в*.

При соединении генератора звездой, а нагрузки треугольником (рис. 13.48, *б*) напряжение на каждой из цепей нагрузки, независимо от величины ее, составит 220 *в*.

Если генератор и нагрузка соединены треугольником (рис. 13.48, *в*), то напряжения на нагрузке равны фазному напряжению генератора при любых значениях нагрузок.

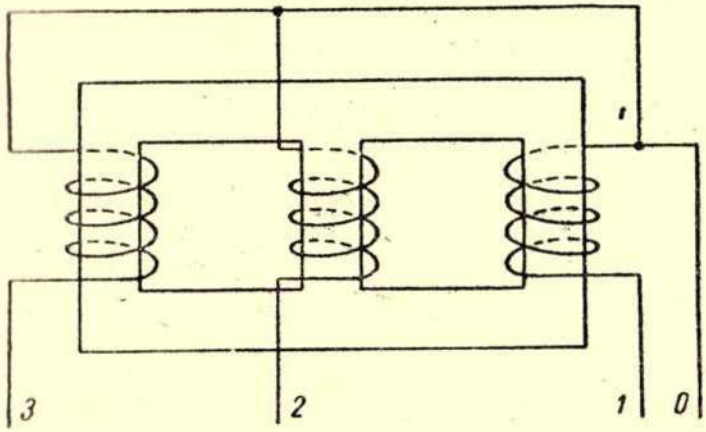


Рис. 13.49. Трехфазный трансформатор.

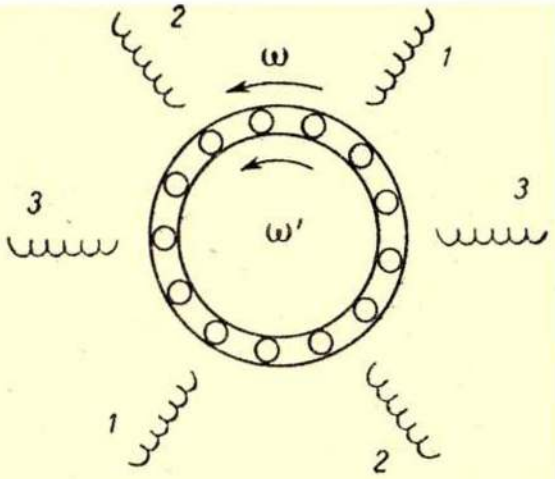


Рис. 13.50. Схема асинхронного двигателя.

Соединение нагрузки звездой при генераторе, соединенном треугольником (рис. 13.48, *г*), даст напряжение на каждой из цепей нагрузки в $\sqrt{3}$ раз меньшее фазного напряжения.

Во всех рассмотренных случаях под генератором можно понимать трансформатор трехфазного тока, находящийся на понижающей подстанции. Схема такого трансформатора представлена на рисунке 13.49. На схеме изображены лишь вторичные обмотки и их соединение.

Одним из важнейших достоинств системы трехфазного тока является возможность легкого получения вращающегося магнитного поля. Основанные на этом принципе асинхронные двигатели трехфазного тока являются наиболее распространенными промышленными двигателями. Схема асинхронного двигателя приведена на рисунке 13.50. Три пары катушек питаются от трех фаз генератора. Так как ток в каждой из катушек сдвинут на 120° относительно тока в соседних, то максимум напряженности магнитного поля каждой пары катушек, например второй, будет создаваться на треть периода позже, чем максимум в соседней первой, следовательно, получится вращающееся магнитное поле, подобное рассмотренному в § 182. Это магнитное поле увлекает за собой ротор, выполненный обычно подобно беличьему колесу. Скорость вращения ротора зависит от нагрузки двигателя и она всегда меньше скорости вращения магнитного поля.

UNREGISTERED COPY OF SCANPAPYRUS

§ 190. Пьезоэлектрический преобразователь (трансформатор)

Кристаллы, обладающие пьезоэлектрическими свойствами (§ 39), широко используются в ультразвуковой технике для преобразования электрических колебаний в механические и обратно. Работу пьезоэлектрических преобразователей, как и работу трансформаторов (преобразователей) электрических

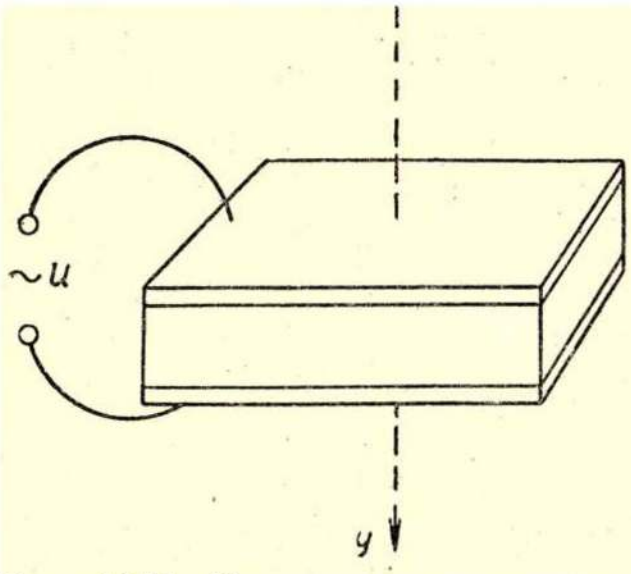


Рис. 13.51. Кварцевая пластинка x-среза в переменном электрическом поле становится излучателем ультразвука.

напряжений, легко рассмотреть, основываясь на законе сохранения энергии.

Для соответствующего анализа возьмем кварцевую пластинку x-среза (§ 39). Пусть эта пластинка помещена между обкладками конденсатора, подключенного к источнику переменного напряжения (рис. 13.51). Под воздействием переменного напряжения кварц периодически сжимается и растягивается на одну и ту же величину. Иными словами, в кварце возбудятся механические колебания с частотой, равной частоте электрических колебаний.

Амплитуда колебаний кварца достигает максимума, когда частота изменений электрического поля станет равной собственной частоте механических колебаний пластинки. При работе кварца на основной резонансной частоте справедливо равенство:

UNREGISTERED COPY OF SCANPAPYRUS

$$d = \frac{\lambda}{2},$$

где d — толщина кварцевой пластинки, λ — длина звуковой волны в кварце. Понятно, что колеблющаяся кварцевая пластинка является излучателем звука.

Если система кварц — передающая среда настроена в резонанс с частотой генератора переменного напряжения, то напряжение и ток, подводимые к кварцу, совпадают по фазе. В этом случае электрическая мощность, потребляемая кварцем, равна:

$$P_э = \frac{I_0 U_0}{2},$$

где I_0 и U_0 — амплитудные значения тока и напряжения. Кварц вместе со средой является как бы некоторой чисто омической нагрузкой для переменного напряжения.

Если кварц нагружен с двух сторон средой, то он излучает звук в обе стороны от себя, и его эквивалентная схема должна содержать два сопротивления (на рис. 13.52 электрические сопротивления R_1 и R_2 эквивалентны нагрузкам кварца средами с обеих его сторон). Согласно эквивалентной схеме, электрическая мощность, потребляемая кварцем, выражается формулой:

$$P_э = \frac{I_0^2 R_1}{2} + \frac{I_0^2 R_2}{2}, \qquad (190{,}1)$$

Кварц можно рассматривать как поршневой излучатель звуковых волн, излучающий плоские волны. Поток звуковой энергии через площадку в 1 $см^2$ фронта волны за одну секунду определяется вектором Умова (см. «Механику»):

$$\frac{A^2\omega^2\rho}{2}v, \qquad (190,2)$$

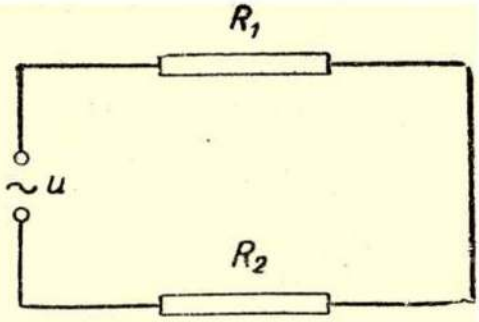


Рис. 13.52. Эквивалентная схема пьезоэлектрического излучателя ультразвука.

где ω — круговая частота, ρ — плотность среды, v — скорость звука. Исходя из этого, излучаемая кварцем акустическая мощность $P_{ак}$ равна:

$$P_{ак} = \frac{A^2\omega^2\rho_1}{2}v_1S + \frac{A^2\omega^2\rho_2}{2}v_2S, \qquad (190,3)$$

где S — площадь пластинки, ρ_1 и ρ_2 — плотности сред с двух сторон кварца, v_1 и v_2 — скорости звука в них. Амплитуды колебаний в двух средах принимаются одинаковыми, так как они определяются амплитудой колебаний самого кварца.

При работе кварца потери энергии в нем очень незначительны, поэтому можно принять, что потребляемая кварцем электрическая мощность равна излучаемой акустической мощности:

UNREGISTERED COPY OF SCANPAPYRUS

$$\frac{I_0^2R_1}{2} + \frac{I_0^2R_2}{2} = \frac{A^2\omega^2\rho_1v_1S}{2} + \frac{A^2\omega^2\rho_2v_2S}{2}. \qquad (190,4)$$

Для излучения в первую среду можно записать:

$$\frac{I_0^2R_1}{2} = \frac{A^2\omega^2\rho_1v_1S}{2}. \qquad (190,5)$$

При колебаниях кварцевой пластинки электрический заряд ее граней, возникающий вследствие пьезоэлектрического эффекта, меняется по закону

$$q = q_0 \sin \omega t. \qquad (190,6)$$

Этим определяется ток:

$$i = \frac{dq}{dt} = \omega q_0 \cos \omega t. \qquad (190,7)$$

Во время колебания кварцевой пластинки на ее резонансной частоте в ней устанавливается стоячая волна механических колебаний с узловой плоскостью, проходящей через середину пластинки (рис. 13.53). Из рисунка 13.53 видно, что наибольшему смещению от своего положения равновесия подвержены точки, находящиеся на поверхности кварца, и совсем не смещаются точки, находящиеся на узловой плоскости. Заряд, возникающий на гранях кварца, пропорционален относительной

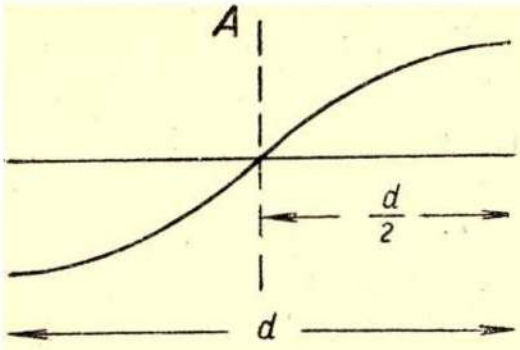


Рис. 13.53. Стоячая волна в кварцевой пластинке при ее возбуждении на основной резонансной частоте.

деформации кварца, его площади поверхности и пьезоэлектрической постоянной кварца:

$$q = q_{11} \cdot \frac{\Delta x}{x} S, \qquad (190,8)$$

где $q_{11} = 5{,}2 \cdot 10^4$ СГСЭ — пьезоэлектрическая постоянная кварца. В нашем примере сжатие кварца Δx должно определяться относительно узловой плоскости, величина же x при этом равна половине толщины кварцевой пластинки $x = \frac{d}{2}$. При наибольшем сжатии кварца ($\Delta x = A$) заряд на его поверхности наибольший:

$$q_0 = q_{11} \cdot \frac{2A}{d} S. \qquad (190,9)$$

Из (190,9) и (190,10) найдем:

$$I_0 = \frac{2\omega q_{11} A}{d} S. \qquad (190,10)$$

Подставляя это выражение в (190,5), получим соотношение для вычисления электрического сопротивления, эквивалентного нагрузке кварца со стороны сред:

UNREGISTERED COPY OF SCANPAPYRUS

$$R_1 = \left(\frac{d}{2q_{11}}\right)^2 \rho_1 v_1. \qquad (190,11)$$

В общем случае эквивалентное электрическое сопротивление сред выражается формулой:

$$R = \left(\frac{d}{2q_{11}}\right)^2 \rho v. \qquad (190,12)$$

Зная эквивалентные электрические сопротивления сред, можно по схеме рисунка 13.52 рассчитать акустическую мощность, излучаемую преобразователем:

$$P_{ак} = \frac{U^2}{R_1 + R_2}. \qquad (190.13)$$

Из разобранного видно, что для увеличения акустической мощности необходимо уменьшить эквивалентные электрические сопротивления сред, что можно достигнуть путем подбора пьезоэлектрических преобразователей с большой пьезоэлектрической постоянной. Пьезоэлектрическая постоянная у кварца намного меньше, нежели у титаната бария (§ 38), поэтому последний получил большое применение в качестве мощного излучателя ультразвука.

ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫЕ ВОЛНЫ

§ 191. Вихревое электрическое поле. Токи смещения

Согласно закону электромагнитной индукции Фарадея, всякое изменение магнитного поля во времени $\frac{d\Phi}{dt}$ создает э. д. с. $\mathcal{E}'$ в проводниках, находящихся в этом магнитном поле. Многочисленные опыты показали, что э. д. с. $\mathcal{E}'$ совершенно не зависит от проводника, от его свойств, например от однородности, сопротивления и т. д. Эта э. д. с. является сторонней, так как она способна создавать электрический ток в цепи.

Но, как показано в § 55, сторонняя э. д. с. $\mathcal{E}$ равна циркуляции напряженности поля E^* сторонних сил: $\mathcal{E} = \oint E^* dl$. Для обычной гальванической цепи величина E^* отлична от нуля только на тех участках цепи, которые содержат источники тока, например гальванические элементы. В случае электромагнитной индукции никаких подобных источников электродвижущей силы, нет, следовательно, поле сторонних сил создается в самом пространстве, где происходит изменение магнитного поля и присутствие замкнутого проводника вовсе не обязательно. Изменяющееся магнитное поле создает вихревое электрическое поле, линии напряженности которого замкнуты в отличие от линий напряженности потенциального электростатического поля, которые принято считать начинающимися на положительных зарядах и заканчивающимися на отрицательных зарядах.

UNREGISTERED COPY OF SCANPAPYRUS

Циркуляция напряженности E вихревого электрического поля по всему замкнутому контуру l и образует э. д. с. индукции. Следовательно,

$$-\frac{d\Phi}{dt} = \mathcal{E} = \oint_l E_l dl. \qquad (191,1)$$

Полученное уравнение называется вторым уравнением Максвелла, оно будет подробнее рассмотрено ниже. Смысл его заключается в том, что меняющееся магнитное поле создает вихревое электрическое поле, последнее в свою очередь вызывает в окружающем диэлектрике или вакууме изменяющееся магнитное поле. Поскольку магнитное поле создается

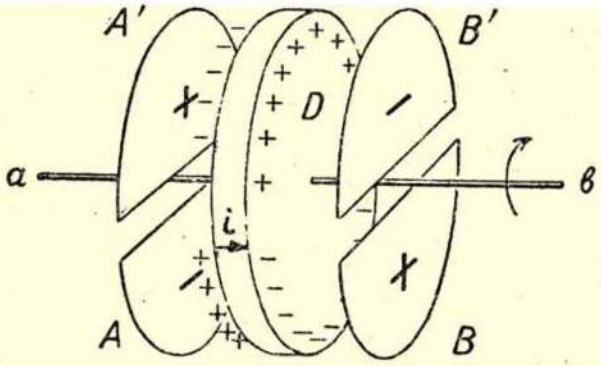


Рис. 14.1. Опыты Эйхенвальда с получением тока смещения в диэлектрике.

электрическим током, то, согласно Максвеллу, вихревое электрическое поле следует рассматривать как некоторый ток, который протекает как в диэлектрике, так и в вакууме. Максвелл назвал этот ток **током смещения**.

Механизм тока смещения в диэлектрике можно понять, рассмотрев один из опытов А. А. Эйхенвальда. В этом опыте (§ 113) диэлектрический диск D (рис. 14.1) вращается между четырьмя неподвижными заряженными полудисками A, A', B, B'. При прохождении точками диска D плоскости $ав$, разделяющей заряженные полудиски и перпендикулярной чертежу, меняется знак поля, действующего на диэлектрик, и происходит изменение знака его поляризации. Если вращение диска происходит по стрелке (рис. 14,1), то на левой стороне диска вместо положительных зарядов при переходе через плоскость ab появляются отрицательные, а на правой стороне вместо отрицательных появляются положительные заряды. Это означает, что в движущемся диске в плоскости ab происходит как бы течение зарядов: слева направо положительных, а справа налево отрицательных. Эти движения зарядов, представляющие собой смещения их в молекулах диэлектрика, образуют ток смещения в диэлектрике, текущий слева направо. Теми же методами, какими изучалось магнитное поле конвекционных токов (§ 113), Эйхенвальд установил, что токи смещения также создают магнитное поле.

UNREGISTERED COPY OF SCANPAPYRUS

Токи смещения наблюдаются в конденсаторе, включенном в цепь переменного тока.

Для постоянного тока конденсатор, включенный в цепь последовательно, является бесконечно большим сопротивлением, если только его диэлектрик не обладает утечкой. В такой цепи лишь в момент ее замыкания протекает импульс зарядного тока, соответствующий небольшому смещению электронов проводимости.

Если цепь с конденсатором питать переменным током, то в цепи за каждый период протекают токи заряда и разряда конденсатора, сопротивление которого теперь не бесконечно велико, а зависит от емкости конденсатора и частоты тока, так как

$$X_C = \frac{1}{\omega C}.$$

Согласно воззрениям Фарадея и Максвелла, конденсатор надо рассматривать не как разрыв цепи, а как участок цепи

с другим механизмом проводимости. Если между обкладками конденсатора находится полярный или поляризующийся в электрическом поле диэлектрик, то при приложении разности потенциалов к обкладкам конденсатора электрические заряды смещаются вдоль линий напряженности поля. Это смещение ионов образует ток смещения в диэлектрике. Ток смещения существует не только в диэлектрике, но и в вакууме, где он представляет собой изменение напряженности электрического поля во времени.

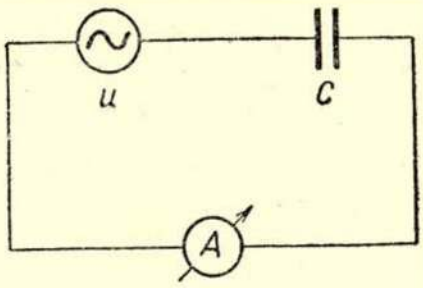


Рис. 14.2. Схема для получения тока смещения в диэлектрике.

Рассмотрим процессы, протекающие в схеме, изображенной на рисунке 14.2. Генератор переменного тока, напряжение которого u заряжает и перезаряжает конденсатор емкостью C. Заряд конденсатора $q=CU$, его емкость в простейшем случае плоского конденсатора $C=\frac{\varepsilon_0\varepsilon S}{r}$. Зарядный ток, который надо считать протекающим через конденсатор в виде тока смещения, равен:

$$i=\frac{dq}{dt}=\frac{\varepsilon_0\varepsilon S}{r}\cdot\frac{du}{dt}. \qquad (191,2)$$

Плотность этого тока:

UNREGISTERED COPY OF SCANPAPYRUS

$$j=\frac{i}{S}=\varepsilon_0\varepsilon\cdot\frac{d}{dt}\left(\frac{u}{r}\right)=\varepsilon_0\varepsilon\cdot\frac{dE}{dt}=\frac{dD}{dt}. \qquad (191,3)$$

Но электрическая индукция $D=\varepsilon_0E+P$, где P — вектор поляризации. Следовательно,

$$j=\varepsilon_0\cdot\frac{dE}{dt}+\frac{dP}{dt}. \qquad (191,4)$$

Мы видим, что ток смещения состоит из двух слагающих. Одна из них $\frac{dP}{dt}$ вызвана смещением молекулярных зарядов в диэлектрике, вторая слагающая $\varepsilon_0\cdot\frac{dE}{dt}$ не связана со смещением зарядов диэлектрика, она существует и в вакууме и определяется скоростью изменения напряженности поля E.

Токи смещения, как это вытекает из теории Максвелла и как показал Эйхенвальд, создают такое же магнитное поле как и токи проводимости. Введение токов смещения позволяет рассматривать электрическую цепь с включенными диэлектрическими или вакуумными участками как замкнутую цепь. Проводимость этих участков зависит, как это следует из (191,4), от скорости изменения поля, т. е. от частоты.

В проводящей среде полный ток складывается из суммы тока проводимости и тока смещения. Так как последний определяется производной $\frac{dD}{dt}$, а не самой величиной D, то при убывании поля (например, внутри конденсатора, обладающего проводимостью при его разряде) производная отрицательна, ток смещения $i_{см} = -S \cdot \frac{dD}{dt}$ направлен от минуса к плюсу, в то время как ток проводимости всегда направлен от плюса к минусу, поэтому полный ток будет:

$$i_{полн} = i_{провод} - i_{см}.$$

При равенстве токов смещения и проводимости полный ток может быть равен нулю. Так, например, в сферическом конденсаторе с утечкой индукция $D = \frac{q}{4\pi r^2}$, при разряде

$$i_{см} = -S \cdot \frac{dE}{dt} = -\frac{4\pi r^2}{4\pi r^2} \cdot \frac{dq}{dt} = -\frac{dq}{dt},$$

т. е. ток смещения направлен от минуса к плюсу, а ток проводимости всегда направлен от плюса к минусу и равен $i_{провод} = \frac{dq}{dt}$, следовательно, в рассматриваемом случае

UNREGISTERED COPY OF SCANPAPYRUS

$$i_{полн} = i_{провод} + i_{см} = 0.$$

§ 192. Уравнения Максвелла

В § 114 было получено уравнение

$$\oint_l H_l dl = \sum i, \qquad (192,1)$$

выражающее закон полного тока. Применим это уравнение к полям, созданным не только током проводимости, но и любыми другими токами: конвекционными и токами смещения.

Пусть в некоторой среде существует непрерывное распределение токов проводимости и токов смещения. Тогда уравнение (192,1) примет вид:

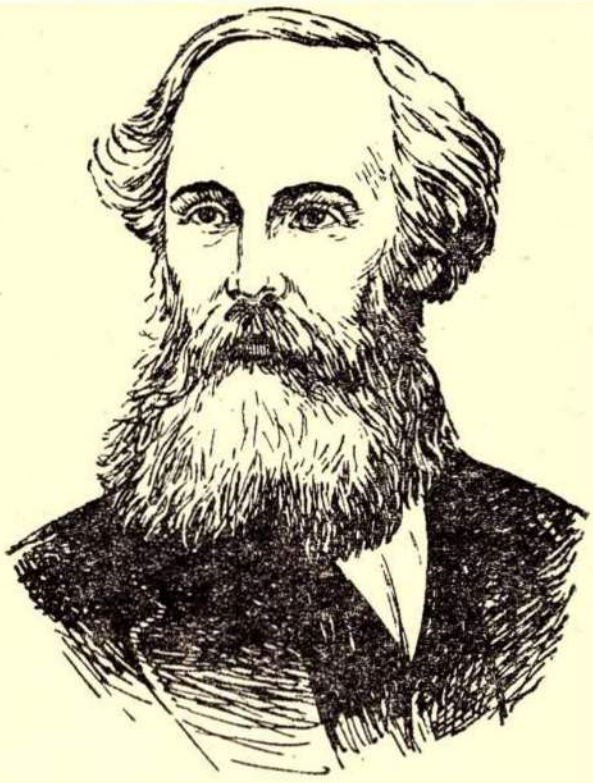
$$\oint_l H_l dl = \int_S j_n dS + \frac{\partial}{\partial t} \int_S D_n dS, \qquad (192,2)$$

где j_n — нормальная к выбранной поверхности слагающая плотности тока проводимости, а D_n — нормальная к поверхности слагающая индукции.

Уравнение (192,2) — это первое уравнение Максвелла в интегральной форме. Оно представляет собой обобщение закона полного тока на случай любых токов. Это выражает основное положение теории Максвелла: токи смещения (а также конвекционные токи) создают такие же магнитные поля, как и токи проводимости.

Рассмотрим уравнения Максвелла (первую группу) в дифференциальной форме.

Построим в некоторой неподвижной системе отсчета произвольно взятый замкнутый контур, площадь которого dS, охватывающий ток, плотность которого j. Напряженность магнитного поля, созданного токами, равна H. Проведем векторы j, H и нормаль к контуру n (рис. 14.3). Проекции H и dl на оси координат равны H_x, H_y, H_z и dx, dy, dz. Закон полного тока (192,1) перепишем так:



Максвелл, Джеймс Клерк (1831—1879)

UNREGISTERED COPY OF SCANPAPYRUS

$$\oint (H_x dx + H_y dy + H_z dz) = j \cos(jn)\, dS. \qquad (192,3)$$

Так как контур dS выбран совершенно произвольно, то его можно поместить в одну из координатных плоскостей, например yz (рис. 14.4), и взять в форме прямоугольника, тогда $dS = dydz$.

Составляющая вектора плотности тока j_x совпадает с направлением нормали к плоскости контура dS. Напряженности

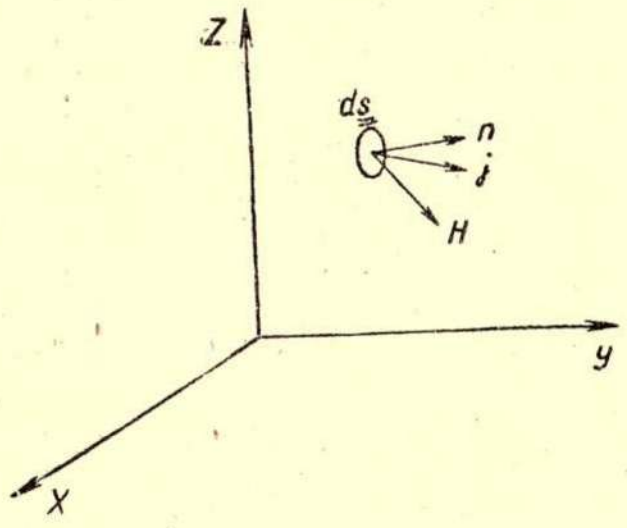


Рис. 14.3. К выводу уравнений Максвелла.

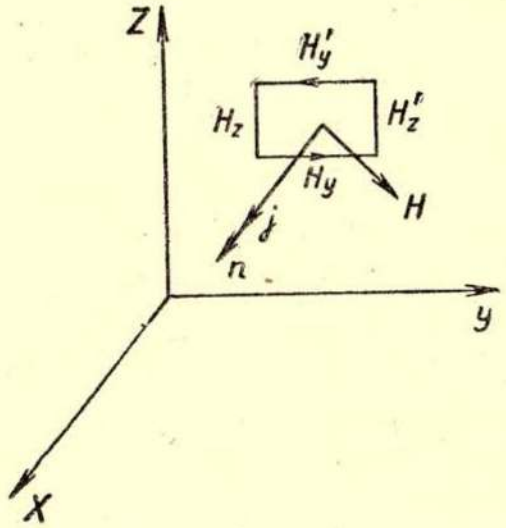


Рис. 14.4. К выводу уравнений Максвелла.

магнитного поля вдоль сторон контура dy и dz обозначим: H_y, H'_z, H'_y, H_z. Так как высота контура dz, то тогда

$$\frac{H'_y - H_y}{dz} = \frac{\partial H_y}{\partial z} \tag{192,4}$$

можно рассматривать как частную производную составляющей напряженности H_y по оси z. Из (192,4) получим:

$$H'_y = H_y + \frac{\partial H_y}{\partial z} dz. \tag{192,5}$$

Аналогично

$$H'_z = H_z + \frac{\partial H_z}{\partial y} dy. \tag{192,6}$$

Интеграл в левой части (192,3) равен работе обхода по контуру, совершаемому по направлению часовой стрелки. В рассматриваемом случае он равен сумме четырех слагаемых

$$H_y dy + H'_z dz - H'_y dy - H_z dz.$$

Подставляя в (192,3) значения (192,5) и (192,6), получим:

$$H_y dy + \left(H_z + \frac{\partial H_z}{\partial y} dy\right) dz - \left(H_y + \frac{\partial H_y}{\partial z} dz\right) dy - H_z dz = j_x dy dz.$$

После сокращения имеем:

UNREGISTERED COPY OF SCANPAPYRUS

$$\frac{\partial H_z}{\partial y} - \frac{\partial H_y}{\partial z} = j_x. \tag{192,7}$$

Предположим, что плотность тока j складывается из плотности тока проводимости и плотности тока смещения:

$$j_x = j_{x\ \text{провод}} + j_{x\ \text{см}} = \gamma E_x + \varepsilon_0 \varepsilon \cdot \frac{\partial E_x}{\partial t}. \tag{192,8}$$

Подставив значение j_x в (192,7), получим:

$$\frac{\partial H_z}{\partial y} - \frac{\partial H_y}{\partial z} = \gamma E_x + \varepsilon_0 \varepsilon \cdot \frac{\partial E_x}{\partial t} = j_x + \frac{\partial D_x}{\partial t}. \tag{192,9}$$

Для общего случая произвольно ориентированного контура, рассматривая составляющие на все оси координат и используя метод круговой подстановки координат, получим еще два уравнения:

$$\frac{\partial H_x}{\partial z} - \frac{\partial H_z}{\partial x} = \gamma E_y + \varepsilon_0 \varepsilon \cdot \frac{\partial E_y}{\partial t} = j_y + \frac{\partial D_y}{\partial t};$$

$$\frac{\partial H_y}{\partial x} - \frac{\partial H_x}{\partial y} = \gamma E_z + \varepsilon_0 \varepsilon \cdot \frac{\partial E_z}{\partial t} = j_z + \frac{\partial D_z}{\partial t}. \tag{192,9}$$

Три уравнения (192,9) составляют первую группу уравнений Максвелла в дифференциальной форме. В правых частях уравнений (192,9) еще может содержаться член, зависящий от плотности конвекционного тока.

Векторная запись уравнений Максвелла имеет вид:

$$\operatorname{rot} \vec{H} = \vec{j}, \tag{192,10}$$

где $\vec{j}$ — плотность всех токов.

Вторую группу уравнений Максвелла можно рассматривать как обобщение закона электромагнитной индукции Фарадея. Действительно, этот закон можно представить в виде:

$$\mathcal{E} = -\frac{d\Phi}{dt} = -\frac{\partial}{\partial t}\int_S B_n dS, \tag{192,11}$$

но э. д. с. $\mathcal{E}$ равна циркуляции вектора напряженности поля сторонних источников:

$$\mathcal{E} = \oint E_l dl. \tag{192,12}$$

Приравнивая (192,12) к (192,11), получим:

$$\oint E_l dl = -\frac{\partial}{\partial t}\int_S B_n dS. \tag{192,13}$$

Левая часть (192,13) совершенно аналогична левой части уравнения (192,1), поэтому путем аналогичных математических преобразований его можно привести к виду:

UNREGISTERED COPY OF SCANPAPYRUS

$$\left.\begin{aligned} \frac{\partial E_z}{\partial y} - \frac{\partial E_y}{\partial z} &= -\mu_0\mu \cdot \frac{\partial H_x}{\partial t}, \\ \frac{\partial E_x}{\partial z} - \frac{\partial E_z}{\partial x} &= -\mu_0\mu \cdot \frac{\partial H_y}{\partial t}, \\ \frac{\partial E_y}{\partial x} - \frac{\partial E_x}{\partial y} &= -\mu_0\mu \cdot \frac{\partial H_z}{\partial t}. \end{aligned}\right\} \tag{192,14}$$

Это вторая группа уравнений Максвелла в дифференциальной форме. Интегральная форма дается равенством (192,13). Векторная форма имеет вид:

$$\operatorname{rot} \vec{E} = -\dot{\vec{B}}. \tag{192,15}$$

Смысл уравнений Максвелла заключается в том, что изменяющееся магнитное поле создает вихревое электрическое поле не только в окружающих телах, но и в вакууме. Линии напряженности этого поля замкнуты, подобно линиям вихревого магнитного поля, тогда как линии напряженности потенциального поля электрических зарядов разомкнуты. Вихревое электриче-

ское поле создает токи смещения в диэлектрике, металлах или вакууме, а эти токи в свою очередь вызывают появление вихревых магнитных полей, согласно первой группе уравнений Максвелла.

Уравнения Максвелла описывают процессы в неподвижных макроскопических средах, что выражается наличием в уравнениях частных производных по времени.

Для полного описания явлений в электрических и магнитных полях к уравнениям Максвелла надо добавить теорему Остроградского—Гаусса:

$$\oint D_n dS = q, \quad \oint B_n dS = 0,$$

а также выражения, связывающие напряженности поля и индукции в однородных средах: $D=\varepsilon_0\varepsilon E$; $B=\mu_0\mu H$; закон Ома $j=\gamma E$ и уравнение энергии, которое будет рассмотрено в § 198.

§ 193. Уравнения Лоренца — Максвелла

Теория Максвелла описывает макроскопические поля E и H в среде, характеристики которой ε и μ никак не связываются со структурой среды и вводятся в уравнения как величины, получаемые из опыта. Известно, что электрические и магнитные поля в атомах неодинаковы в различных частях атома и непрерывно изменяются во времени, следовательно, зависящие от этих полей значения ε и μ являются лишь усредненными величинами.

UNREGISTERED COPY OF SCANPAPYRUS

Создавая электронную теорию, Лоренц поставил задачу связать микроскопические поля в атомах, обозначаемые $\vec{e}$ и $\vec{h}$, с макроскопическими полями в среде $\vec{E}$ и $\vec{H}$.

Электрические и магнитные микрополя создаются движением элементарных электрических зарядов. Уравнения микрополей имеют вид:

$$\operatorname{rot}\vec{h} = \rho\vec{v} + \frac{\partial\vec{e}}{\partial t}. \qquad (193,1)$$

$$\operatorname{rot}\vec{e} = -\frac{\partial\vec{h}}{\partial t}, \qquad (193,2)$$

$$\operatorname{div}\vec{e} = \rho, \qquad (193,3)$$

$$\operatorname{div}\vec{h} = 0. \qquad (193,4)$$

Здесь ρ — плотность элементарных электрических зарядов, v — скорость их движения.

В вакууме уравнения Лорентца не отличаются от уравнений Максвелла, для вещества же разница весьма существенна: такие макроскопические характеристики среды, как электропроводность γ и напряженность поля E^* сторонних э. д. с., в уравнения не входят. Кроме того, не нужны условия на границе двух сред, в теории Лорентца они не имеют смысла.

Путем усреднения микрополей $\vec{e}$ и $\vec{h}$ по времени и пространству можно получить значения макрополей $\vec{E}$ и $\vec{B}$. Для этого вводится понятие о физически бесконечно малых объемах, которые должны быть достаточно малыми по сравнению с макроскопическими объемами в теории Максвелла, но содержать достаточно большое число частиц, чтобы к ним можно было применять законы статистической физики. Таким образом можно перейти от уравнений Лорентца к уравнениям Максвелла. Выражение для силы Лорентца в электронной теории имеет вид:

$$\vec{f} = \rho\left(\vec{e} + \left[\vec{v}\,\vec{h}\right]\right). \qquad (193,5)$$

§ 194. Образование и распространение электромагнитных волн

UNREGISTERED COPY OF SCANPAPYRUS

Источником электромагнитных волн является, например, электрический колебательный контур, рассмотренный в § 173. Но излучение такого контура весьма мало. Для излучения достаточно большой энергии контур необходимо развернуть, что в простейшем случае можно сделать, раздвинув пластины конденсатора на возможно большее расстояние. Последовательные фазы получения такого развернутого колебательного контура показаны на рисунке 14.5. Электрическое поле, изображаемое линиями напряженности, в неразвернутом контуре занимает очень маленький объем между обкладками конденсатора. В развернутом контуре электрическое поле заполняет все окружаю-

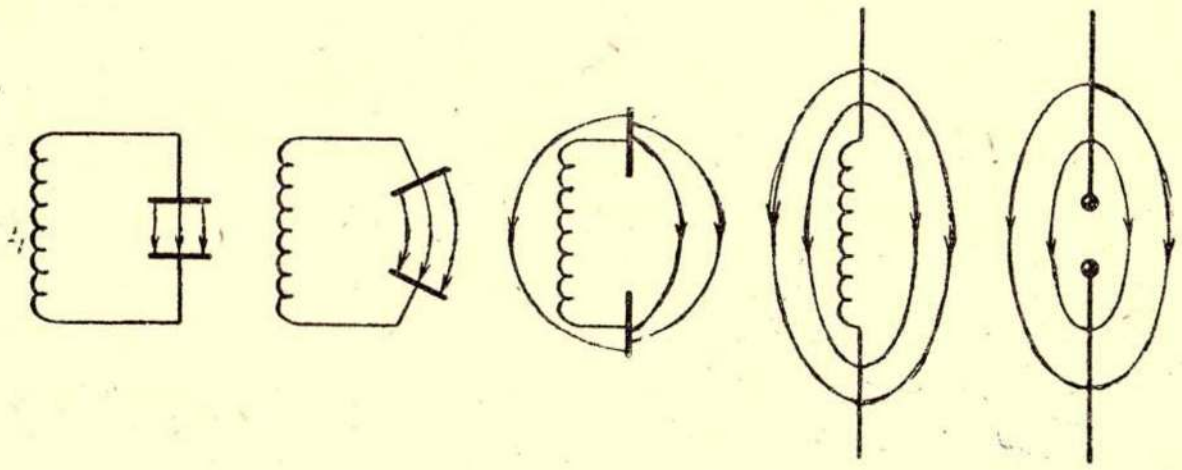


Рис. 14.5. Получение развернутого колебательного контура.

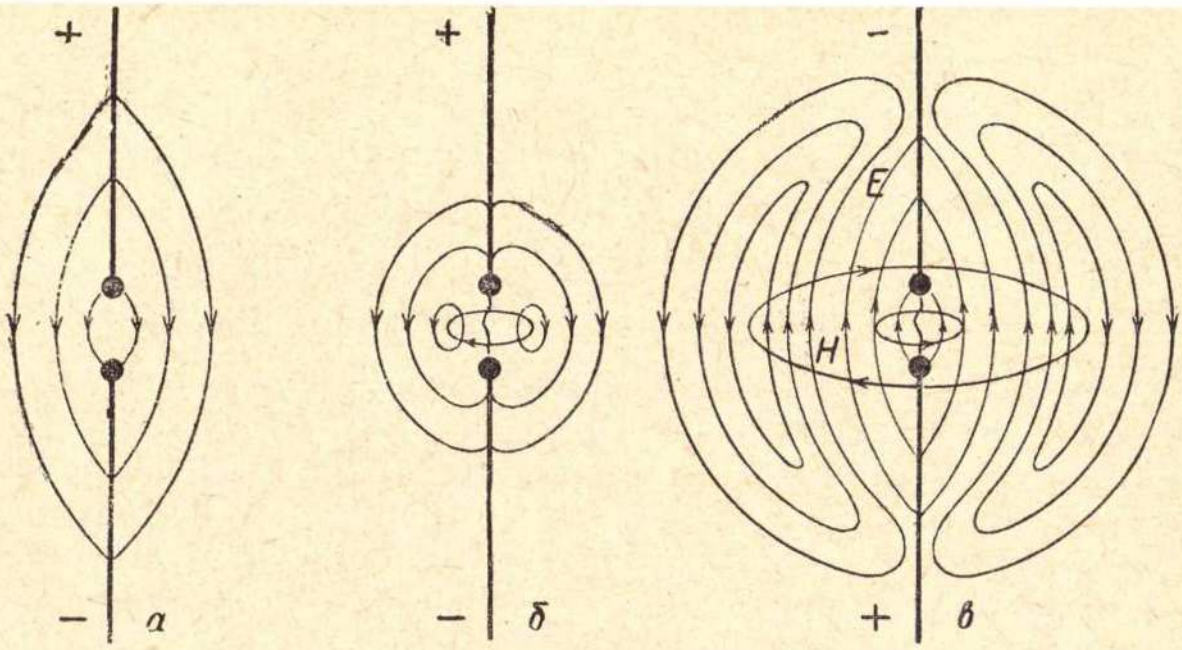


Рис. 14.6. Схематическое изображение излучения вибратора.

щее пространство, и изменение этого поля во времени создает, согласно первой группе уравнений Максвелла, изменяющееся в пространстве магнитное поле. Изменение магнитного поля во времени, согласно второй группе уравнений Максвелла, создает изменяющееся в пространстве электрическое поле. Оба эти процесса взаимосвязаны и они образуют распространяющуюся в пространстве электромагнитную волну.

UNREGISTERED COPY OF SCANPAPYRUS

Впервые такие волны в 1887 г. получил и исследовал Герц. Полученные Герцем волны были затухающими, они излучались вибратором с искровым промежутком; такой вибратор изображен на рисунке 14.6. Вибратор с искровым промежутком дает довольно широкий участок спектра электромагнитных волн. На рисунке 14.6 показаны последовательные стадии образования и распространения в окружающую среду электромагнитной волны, изображенной системой замкнутых электрических и магнитных линий напряженности. Такая картина, наблюдаемая только вблизи вибратора, является весьма упрощенной, но она полезна для уяснения процесса образования волн. По мере удаления от вибратора приходим в так называемую волновую зону, где распространяющуюся электромагнитную волну нельзя представлять столь упрощенно.

На рисунке 14.6, *а* развернутый вибратор заряжается от индукционной катушки, не показанной на чертеже; на рисунке 14.6, *б* произошел пробой искрового промежутка, через электрическую искру в промежутке протекает изменяющийся ток, создающий вокруг себя быстро изменяющееся магнитное поле. Электрическое поле конденсатора тоже быстро изменяется. При быстрых колебаниях в контуре линии напряженности электрического поля замыкаются, образуя вихревое поле. Линии

напряженности магнитного поля расположены перпендикулярно электрическим линиям. При каждом периоде колебаний вибратора от него отшнуровывается группа замкнутых линий напряженности электрического и магнитного полей (рис. 14,6, *в*). Так схематически описывается процесс излучения электромагнитных волн.

Длина волн, излучаемых вибратором, определяется его размерами. Ее можно определить, пользуясь формулой Томсона $T=2\pi\sqrt{LC}$ и определением понятия длины волны

$$\lambda = cT = 2\pi c\sqrt{LC}. \qquad (194,1)$$

Однако вычисление или измерение L и C для прямого вибратора затруднительно. Поэтому для определения длины волны можно воспользоваться тем обстоятельством, что при колебаниях в вибраторе на нем устанавливаются стоячие волны тока и напряжения (рис. 14.7). В рассматриваемом вибраторе стоячая волна напряжения имеет на концах пучности, а в середине вибратора — узел. Следовательно, вдоль вибратора l устанавливается половина длины волны $\frac{\lambda}{2}$. А тогда

$$\lambda = 2l. \qquad (194,2)$$

С помощью описанного вибратора Герц получил электромагнитные волны длиной в несколько сантиметров. Позже, в 1895 г., П. Н. Лебедеву удалось получить волны длиной 6 *мм*, а А. А. Глаголева-Аркадьева в 1923 г. с помощью так называемого массового излучателя получила электромагнитные волны длиной до 85 *мкм*. Массовый излучатель (рис. 14.8) состоит из сосуда, наполненного кашицей из металлических опилок в минеральном масле. Над сосудом на горизонтальной оси вращается колесико A, слегка погруженное в кашицу. При вращении колесика кашица налипает на него, образуя ободок B, к которому подведены провода *а* и *б* от небольшой индукционной катушки. Разряд происходит в ободке через кашицу из опилок, каждую пару соседних опилок можно рассматривать как маленький

UNREGISTERED COPY OF SCANPAPYRUS

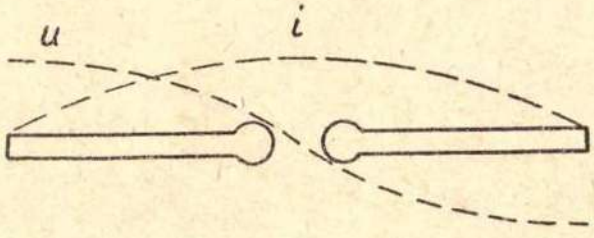


Рис. 14.7. Стоячие волны тока и напряжения в вибраторе Герца.

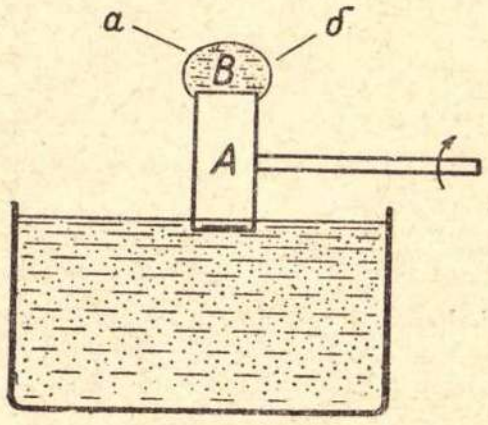


Рис. 14.8. Массовый излучатель Глаголевой-Аркадьевой.

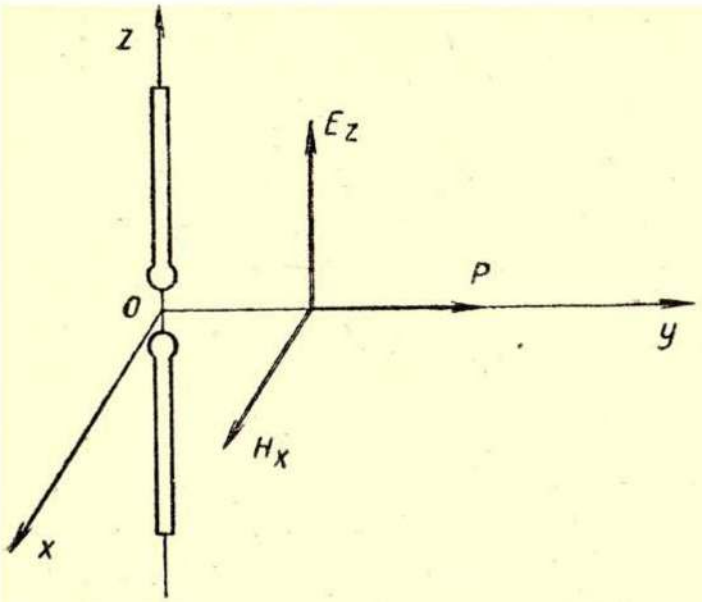


Рис. 14.9. Векторы напряженностей электрического E_z и магнитного H_x поля вибратора и вектор P Умова — Пойнтинга.

вибратор, при разряде которого возникают очень короткие электромагнитные волны. Так как такой вибратор может составляться из целой цепочки спекшихся опилок, то происходит излучение не одной длины волны, как в вибраторе Герца, а множества волн длиной от десятков микрометров до сантиметров. Одновременно излучают много различных вибраторов, излучение немонохроматично, поэтому излучатель и назван массовым.

С помощью массового излучателя получены даже более короткие электромагнитные волны, чем инфракрасное тепловое излучение молекул. Таким образом, инфракрасный участок спектра излучения атомно-молекулярных вибраторов (световая часть спектра) получается и при излучении вибраторов Герца.

Рассмотрим распространение электромагнитной волны. Поместим прямой вибратор вдоль оси z, начало координат находится в центре вибратора (рис. 14.9). Волну, распространяющуюся вдоль оси y вблизи этой оси, можно рассматривать как плоскую, что упрощает решение задачи. Действительно, для такой волны имеем:

UNREGISTERED COPY OF SCANPAPYRUS

$$E_x = E_y = H_y = H_z = 0 \qquad (194,3)$$

и в левой части уравнений Максвелла остаются лишь производные $\frac{\partial E_z}{\partial y}$ и $\frac{\partial H_x}{\partial y}$:

$$-\frac{\partial H_x}{\partial y} = \varepsilon_0\varepsilon \cdot \frac{\partial E_x}{\partial t},$$

$$\frac{\partial E_z}{\partial y} = -\mu_0\mu \cdot \frac{\partial H_z}{\partial t}. \qquad (194,4)$$

Дифференцируя первое уравнение по t, а второе — по y и исключая из двух уравнений вторую производную $\frac{\partial^2 H_x}{\partial y \partial z}$, получим уравнение:

$$\frac{\partial^2 E}{\partial y^2} = \varepsilon_0\varepsilon\mu_0\mu \cdot \frac{\partial^2 E}{\partial t^2}, \qquad (194,5)$$

индексы x и z у E опускаем, так как значение E — единственное. Дифференцируя первое уравнение (194,4) по y, а второе по t и исключая из двух уравнений вторую производную $\frac{\partial^2 E}{\partial t\,\partial y}$, получим уравнение:

$$\frac{\partial^2 H}{\partial y^2} = \varepsilon_0\varepsilon\mu_0\mu \cdot \frac{\partial^2 H}{\partial t^2}. \qquad (194,6)$$

Выражения (194,5) и (194,6) — это уравнения распространяющейся волны (см. «Механику»), а решением такого уравнения является любая периодическая функция времени, например синусоидальная, вида:

$$E = E_0 \sin 2\pi\left(\frac{t}{T} - \frac{y}{\lambda}\right). \qquad (194,7)$$

Продифференцировав это уравнение дважды по t, а затем дважды по y и подставив полученные значения вторых производных в (194,5), учитывая, что $\lambda^2 = v^2T^2$, получим:

$$\frac{1}{v^2} = \varepsilon_0\varepsilon\mu_0\mu, \qquad (194,8)$$

откуда

UNREGISTERED COPY OF SCANPAPYRUS

$$v = \frac{1}{\sqrt{\varepsilon_0\varepsilon\mu_0\mu}} = \frac{c}{\sqrt{\varepsilon\mu}}, \qquad (194,9)$$

так как $\sqrt{\varepsilon_0\mu_0} = \frac{1}{c}$.

Эта формула определяет скорость электромагнитной волны в среде с диэлектрической проницаемостью ε и магнитной проницаемостью μ. Так как отношение скорости c электромагнитной волны в вакууме к скорости электромагнитной волны в данной среде есть абсолютный показатель преломления этой среды, то (194,9) можно переписать так:

$$n = \sqrt{\varepsilon\mu}. \qquad (194,10)$$

Последняя формула есть закон Максвелла. Он соблюдается для длинных электромагнитных волн, когда скорость v не зависит от длины волны. Для коротких электромагнитных волн, например световых, имеет место явление дисперсии, т. е. зависимость скорости v их распространения в данной среде от длины волны. В этом случае закон Максвелла в форме (194,10) не применим. Такие процессы описываются электронной теорией Лорентца.

§ 195. Прием электромагнитного излучения вибратора

Герц для обнаружения электромагнитных волн, излучаемых вибратором, применял четырехугольный проволочный контур, который называется резонатором (рис. 14.10). При различных положениях резонатора относительно вибратора на контур будут влиять либо электрическая, либо магнитная, либо обе составляющие электромагнитного поля волны вибратора. При положении *а* линии напряженности магнитного поля не пронизывают контура, магнитный поток $\Phi=0$, но электрическое поле создает на искровом промежутке разность потенциалов. В положениях *б* и *в* ни электрическое, ни магнитное поле не создает разности потенциалов на искровом промежутке, в положении *г* изменяющееся магнитное поле создает в контуре э. д. с. индукции, в положениях *д* и *е* и электрическое, и магнитное поле создает разности потенциалов на искровом промежутке, только в положении *д* эти разности потенциалов направлены противоположно, а в положении *е* их действие совпадает. Наличие разности потенциалов Герц обнаруживал по небольшой искорке, проскакивавшей между расположенными очень близко один к другому шариками искрового промежутка.

Этот способ дает возможность обнаруживать колебания только вблизи вибратора, где они происходят сильно. Резонатор Герца должен быть в резонансе с приходящими электромагнитными колебаниями, только в этом случае колебания в резонаторе могут достичь такой амплитуды, при которой появится искра в искровом промежутке. Настройка в резонанс производится путем подбора размеров вибратора или резонатора.

UNREGISTERED COPY OF SCANPA.RU

Для обнаружения слабых электромагнитных волн до изобретения кристаллического детектора и электронной лампы

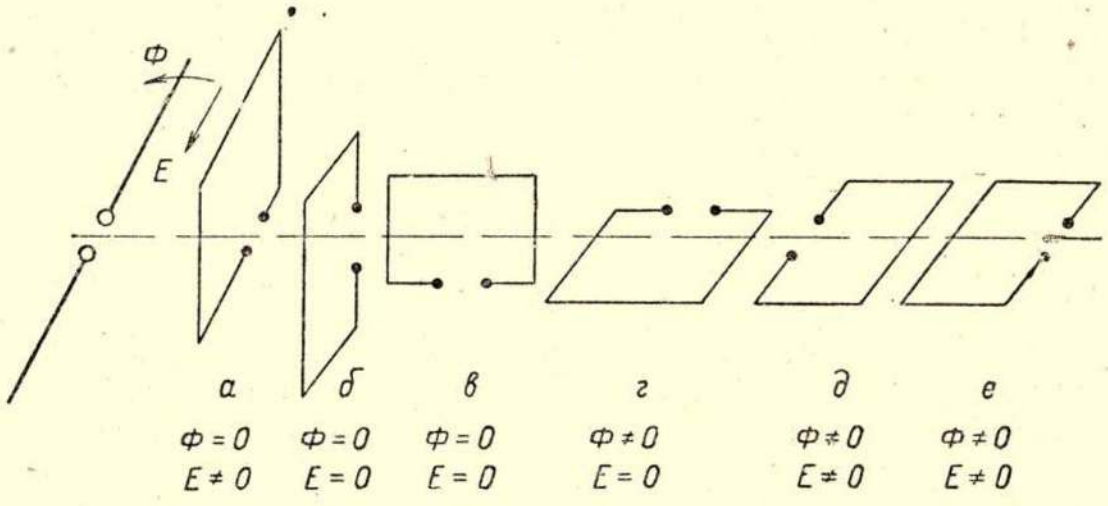


Рис. 14.10. Различные положения резонаторного контура Герца по отношению к вибратору: Φ — магнитный поток, пронизывающий контур резонатора; E — напряженность поля в искровом промежутке.

применялся когерер Бранли. В этом приборе (рис. 14.11) параллельно искровому промежутку резонатора присоединялась маленькая стеклянная трубочка, наполненная оксидированными металлическими опилками. Последовательно с контактами в торцах трубки, касающимися опилок, включены аккумулятор U и электромагнит электрического звонка. При появлении в резонаторе слабых электрических колебаний их энергия недостаточна для образования искры в искровом промежутке, но она достаточна для пробивания оксидированной поверхности соприкасающихся опилок, которые при этом образуют проводящую цепочку, замыкающую ток в электромагните звонка. Молоточек звонка при этом ударяет по трубочке, нарушая контакт между опилками и восстанавливая первоначальное состояние отсутствия проводимости. Если колебания в резонаторе продолжаются, то опилки опять замыкаются и т. д. Таким образом, пока к резонатору приходят электромагнитные волны, будет действовать звонок.

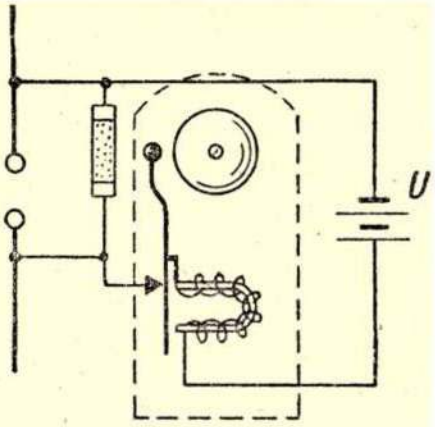


Рис. 14.11. Резонатор с когерером и звонком.

Для измерения тока в резонаторном контуре можно пользоваться соответствующими измерительными приборами переменного тока, например тепловыми, термоэлектрическими и некоторыми измерительными схемами, например мостиком Уитстона с болометром и т. д.

UNREGISTERED COPY OF SCANPAPYRUS

§ 196. Опыты Герца

Используя вибратор и резонатор, Герц произвел ряд опытов с отражением, преломлением, интерференцией, дифракцией и поляризацией электромагнитных волн. Эти опыты показали, что получаемые с помощью вибраторов электромагнитные волны длиной в десятки сантиметров обладают теми же свойствами, что и световые волны длиной в десятые доли микрометра.

Основные опыты Герца заключались в следующем. Вибратор и резонатор помещались в фокусах параболических зеркал, что давало возможность значительно повышать энергию, получаемую резонатором от вибратора.

На рисунке 14.12, *а* показана схема опытов Герца по отражению электромагнитных волн от металлического экрана. Из этого опыта вытекает, что металлы зеркально отражают электромагнитные волны и угол падения равен углу отражения.

На рисунке 14.12, *б* показана схема опыта с преломлением электромагнитных волн в парафиновой призме. Этот опыт дает

возможность определить показатель преломления, а зная диэлектрическую проницаемость, проверить экспериментально закон Максвелла. Действительно, учтя, что для большинства диэлектриков $\mu \approx 1$, вместо (194,10) имеем:

$$n = \sqrt{\varepsilon}.$$

На рисунке 14.12, *в* показана схема опыта с интерференцией электромагнитных волн, отраженных от двух зеркал, находящихся на различных расстояниях от вибратора и резонатора. По результатам этого опыта можно определить длину электромагнитной волны.

Наконец, Герцу удалось получить стоячие электромагнитные волны при отражении волн, падающих перпендикулярно на металлическую поверхность.

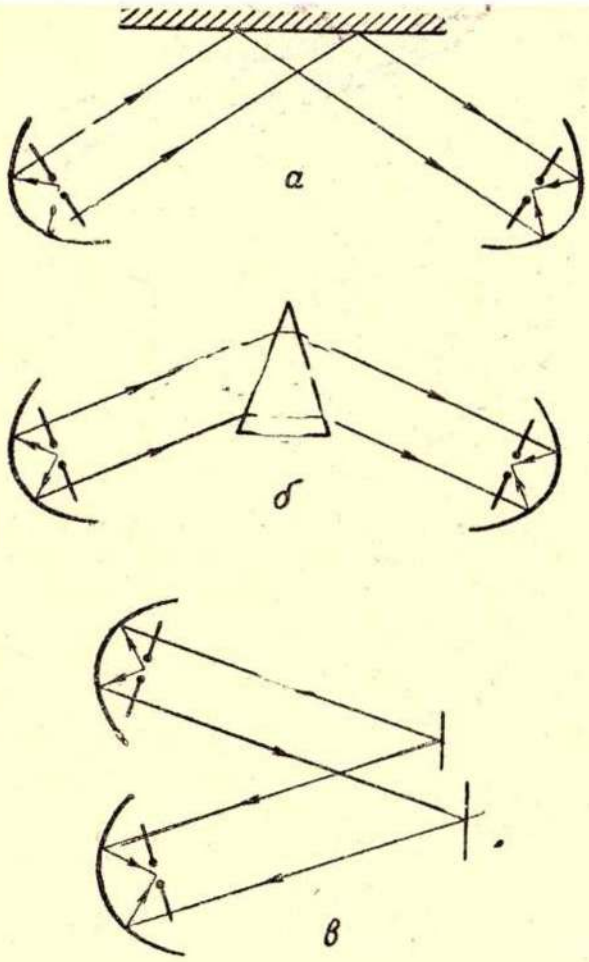


Рис. 14.12. Схемы для наблюдения отражения, преломления и интерференции электромагнитных волн.

UNREGISTERED COPY OF SCANPAPYRUS

В § 194 было рассмотрено распространение электромагнитных волн и на рисунке 14.9 показано расположение векторов E и H. На рисунке 14.13, *а* показано положение электромагнитной волны, падающей на отражающую стенку, а на рисунке 14.13, *б* — положение той же волны после отражения. Если электрическая волна E отражается без изменения фазы, то магнитная волна H изменяет при отражении фазу

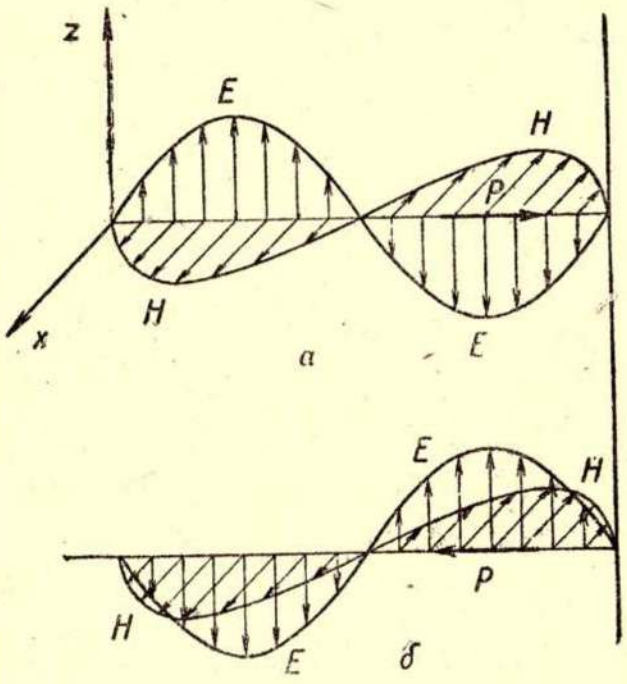


Рис. 14—13. Положение в пространстве электрической и магнитной составляющих в проходящей электромагнитной волне.

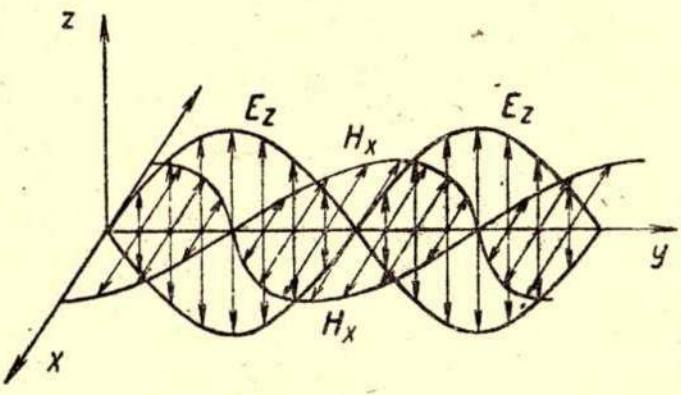


Рис. 14.14. Образование стоячих электромагнитных волн.

на π. В результате этого у стоячей волны, образующейся при встрече падающей и отраженной волны, узлы и пучности электрической и магнитной составляющих не совпадают, а смещены на четверть длины волны (рис. 14.14). С пучностью электрической составляющей волны совпадает узел магнитной составляющей и наоборот.

Опыты Герца с поляризацией электромагнитных волн доказали, что колебания в них перпендикулярны к направлению распространения, т. е. что электромагнитные волны являются поперечными. Значение опытов Герца заключается в том, что они экспериментально доказали одинаковую природу световых и электромагнитных волн, что было необходимо для подтверждения электромагнитной теории света Максвелла.

§ 197. Трансформатор Тесла. Свойства токов высокой частоты

Для демонстрации свойств токов высокой частоты и для некоторых технических целей применяется трансформатор Тесла, схема которого приведена на рисунке 14.15.

Колебательный контур, состоящий из емкости C и индуктивности L питается от индукционной катушки. С катушкой L индуктивно связана вторичная катушка L', состоящая из нескольких тысяч витков. Емкостью вторичного контура обычно служит распределенная емкость C' между витками вторичной катушки. Параметры контуров подбираются такими, чтобы выполнялось условие резонанса: $T_1 = T_2$, т. е. $\sqrt{LC} = \sqrt{L'C'}$, а тогда колебания во вторичном контуре будут наиболее интенсивными, и напряжение на катушке L' может достигать сотен тысяч вольт.

UNREGISTERED COPY OF SCANPAPYRUS

Свойства токов высокой частоты во многом отличаются от свойств токов низкой частоты. Например, взяв в руку металлический предмет и приблизив его к катушке вторичного контура, обнаружим появление искры, при этом высокочастотные колебания будут проходить через тело человека, не вызывая никаких болезненных ощущений. Причина в том, что действие постоянного тока или переменного тока низкой частоты, например обычного технического пятидесятипериодного тока, на живой организм сводится к процессам пе-

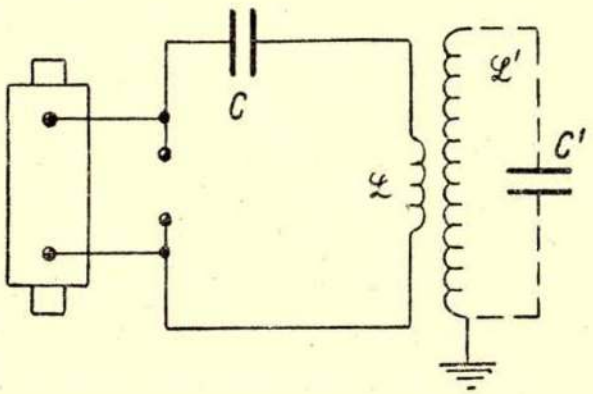


Рис. 14.15. Схема трансформатора Тесла.

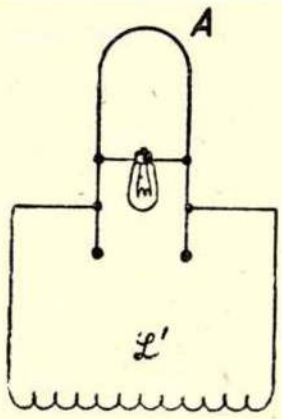


Рис. 14.16. Индуктивное сопротивление медной дуги больше сопротивления лампочки накаливания.

ремещения ионов через стенки клеток, что приводит к болезненным ощущениям и к нарушению деятельности организма, в первую очередь клеток нервной ткани. При токах высокой частоты ионы не успевают за время одного полупериода значительно переместиться, поэтому их проникновения через стенки клеток не происходит и все действие ограничивается некоторым нагреванием тканей. При пропускании через тело высокочастотных токов необходимо держать в руке металлический предмет для увеличения плоскости соприкосновения с телом, иначе, если искра будет попадать на небольшую поверхность, получится ожог кожи. Касаться первичного контура трансформатора Тесла ни в коем случае нельзя, так как в нем действует вторичное напряжение индукционной катушки, представляющее собой пульсирующее напряжение низкой частоты и высокого напряжения, что опасно.

Действие индуктивности при высокой частоте можно показать на приборе, изображенном на рисунке 14.16. Толстый медный проводник A согнут в дугу, в нижней части которой укреплена лампа накаливания с короткой прямой нитью, рассчитанной на ток в несколько десятых ампера. К нижней части дуги присоединена вторичная обмотка L' трансформатора Тесла. При работе трансформатора лампа горит, так как индуктивное сопротивление медной дуги ωL значительно больше омического и индуктивного сопротивления нити лампы; шунтирующее действие дуги очень мало.

UNREGISTERED COPY OF SCANPAPYRUS

Трансформатор Тесла создает вокруг себя сильное переменное электрическое поле, в котором ярко светятся разреженные газы. С трансформатором Тесла особенно легко демонстрировать токи смещения в диэлектрике. Электрод на конце вторичной катушки покрывают стеклянным химическим стаканом и при работающем трансформаторе подносят к нему металлический предмет. Через стакан бьет интенсивная искра, однако стакан остается неповрежденным, так как высокочастотный ток проходит через стекло как ток смещения, не вызывая пробоя. Однако если искра будет долго действовать на одно место, то стекло разогреется и может произойти пробой.

Трансформатор Тесла применяется для обнаружения течи в вакуумных установках: при приближении электрода к месту течи около него появляется искра.

§ 198. Энергия электромагнитной волны. Вектор Умова — Пойнтинга

Для распространяющейся от вибратора плоской электромагнитной волны мы имели уравнения (194,4):

$$\frac{\partial E}{\partial y} = -\mu_0\mu \cdot \frac{\partial H}{\partial t}, \quad \frac{\partial H}{\partial y} = -\varepsilon_0\varepsilon \cdot \frac{\partial E}{\partial t}.$$

Из этих уравнений были получены волновые уравнения (194,5) и (194,6), решения которых могут быть записаны в виде:

$$E = E_0 \sin\omega\left(t - \frac{y}{v}\right), \quad H = H_0 \sin\omega\left(t - \frac{y}{v}\right). \qquad (198,1)$$

Взяв производные от E по y и от H по t и подставив в (194.4), получим:

$$E_0 = v\mu_0\mu H_0, \quad H_0 = v\varepsilon_0\varepsilon E_0, \qquad (198,2)$$

учитывая, что $v = \frac{1}{\sqrt{\varepsilon_0\varepsilon\mu_0\mu}}$, найдем, что

$$\sqrt{\varepsilon_0\varepsilon}\,E_0 = \sqrt{\mu_0\mu}\,H_0.$$

Воспользовавшись выражениями (198,1), получим:

$$\sqrt{\varepsilon_0\varepsilon}\,E = \sqrt{\mu_0\mu}\,H. \qquad (198,3)$$

UNREGISTERED COPY OF SCANPAPYRUS

Из равенств (198,1) и (198,3) следует, что электрическое и магнитное поле в проходящей электромагнитной волне изменяется синфазно, как это изображено на рисунке 14.13.

Ранее (§ 128) были получены выражения для плотности энергии электрического и магнитного полей:

$$w_э = \frac{\varepsilon_0\varepsilon E^2}{2}, \quad w_м = \frac{\mu_0\mu H^2}{2}, \qquad (198,4)$$

а так как полная энергия электромагнитного поля равна сумме энергий электрической и магнитной составляющих, то

$$w = w_э + w_м = \frac{1}{2}(\varepsilon_0\varepsilon E^2 + \mu_0\mu H^2). \qquad (198,5)$$

Учитывая (198,3) и (194,9), получим:

$$w = \mu_0\mu H^2 = \varepsilon_0\varepsilon E^2 = \sqrt{\varepsilon_0\varepsilon}E\sqrt{\mu_0\mu}H = \frac{1}{v}EH, \qquad (198,6)$$

что является выражением для плотности энергии электромагнитного поля, т. е. энергии, заключенной в единице объема пространства, в котором распространяется электромагнитная волна.

Потоком энергии называется величина, численно равная количеству энергии, проносимой волной за единицу времени через единицу площади, перпендикулярной к направлению распространения волны. Если скорость волны в данной среде v, то модуль вектора плотности потока энергии будет:

$$P = wv = EH. \qquad (198,7)$$

Вектор P был впервые введен Н. А. Умовым (см. «Механику», ч. I). Для потока электромагнитной энергии его обычно называют вектором Умова—Пойнтинга. Положение этого вектора показано на рисунках 14.9 и 14.13. Из расположения векторов $\vec{E}$, $\vec{H}$ и $\vec{P}$, а также из формулы (198,7) видно, что $\vec{P}$ есть векторное произведение векторов $\vec{E}$ и $\vec{H}$:

$$\vec{P} = [\vec{E}\vec{H}]. \qquad (198,8)$$

Найдем выражение для интенсивности распространяющейся электромагнитной волны. Мгновенные значения напряженностей электрического и магнитного поля в плоской электромагнитной волне, распространяющейся вдоль оси y (рис. 14.13), будут:

$$E = E_0 \sin \omega\left(t - \frac{y}{v}\right), \quad H = H_0 \sin \omega\left(t - \frac{y}{v}\right).$$

UNREGISTERED COPY OF SCANPAPYRUS

Мгновенное значение модуля вектора Умова — Пойнтинга

$$P = E_0 H_0 \sin^2 \omega\left(t - \frac{y}{v}\right). \qquad (197,9)$$

На практике мы всегда имеем дело не с мгновенным, а со средним значением энергии по времени $\overline{P}$; используя соотношение (197,3) и учитывая, что среднее значение квадрата синуса равно $\frac{1}{2}$ и в вакууме $\mu = \varepsilon = 1$, получим:

$$\overline{P} = \frac{1}{2}\sqrt{\frac{\varepsilon_0}{\mu_0}}E_0^2 = \frac{1}{2}\sqrt{\frac{\mu_0}{\varepsilon_0}}H_0^2 = I. \qquad (197,10)$$

Интенсивность I или энергия, проходящая в единицу времени через единицу поверхности, пропорциональна квадрату амплитуды напряженности поля любой из двух составляющих электромагнитной волны.

Рассмотренные выше представления можно применить и к случаю переноса энергии постоянным током, текущим в проводе. По закону Ома, напряженность электрического поля $E = \rho j$, где ρ — удельное сопротивление, а j — плотность тока, направленного параллельно оси проводника. Магнитное поле у поверхности цилиндрического проводника радиуса r равно

$H = \frac{i}{2\pi r}$ и направлено по правилу правого винта. Тогда вектор P направлен внутрь проводника по радиусу. Его величина

$$P = EH = \frac{1}{2}\rho r j^2. \qquad (197,11)$$

Энергия, втекающая в провод через его боковую поверхность за единицу времени, на участке провода длиной l равна:

$$W = PS = P \cdot 2\pi r l = \rho j^2 \pi r^2 l = QV, \qquad (197,12)$$

где $Q = \rho j^2$ — джоулево тепло, выделяющееся в единице объема за единицу времени, а V — объем провода. Здесь важно подчеркнуть, что электромагнитная энергия входит через боковую поверхность провода.

§ 199. Давление электромагнитной волны

Рассмотрим, что происходит при нормальном падении электромагнитной волны на поверхность тела, перпендикулярную к направлению распространения волны. Электрический вектор $\vec{E}$ волны вызывает появление в теле токов, параллельных его поверхности. В металле это будут токи проводимости, в диэлектрике — токи смещения. Магнитный вектор $\vec{H}$ волны перпендикулярен к $\vec{E}$ и к вызванным E токам i (рис. 14.17), следовательно, возникает сила F, создающая давление на тело. Величина этого давления может быть вычислена по теории Максвелла. Для тела, полностью поглощающего всю падающую на него электромагнитную энергию, это давление оказывается равным плотности энергии электромагнитной волны:

$$p = w. \qquad (199,1)$$

UNREGISTERED COPY OF SCANPAPYRUS

Если имеет место отражение волны, то давление больше, так как, кроме магнитного поля падающей волны, на токи в теле действует еще и поле отраженной волны. Тогда давление будет:

$$p = (1 + r)\, w, \qquad (199,2)$$

где r — коэффициент отражения, показывающий, какая часть энергии падающей волны отражается. При полном отражении, что имеет место у идеального зеркала, $r = 1$ и

$$p = 2w. \qquad (199,3)$$

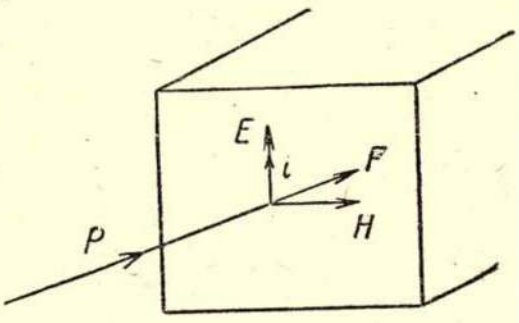
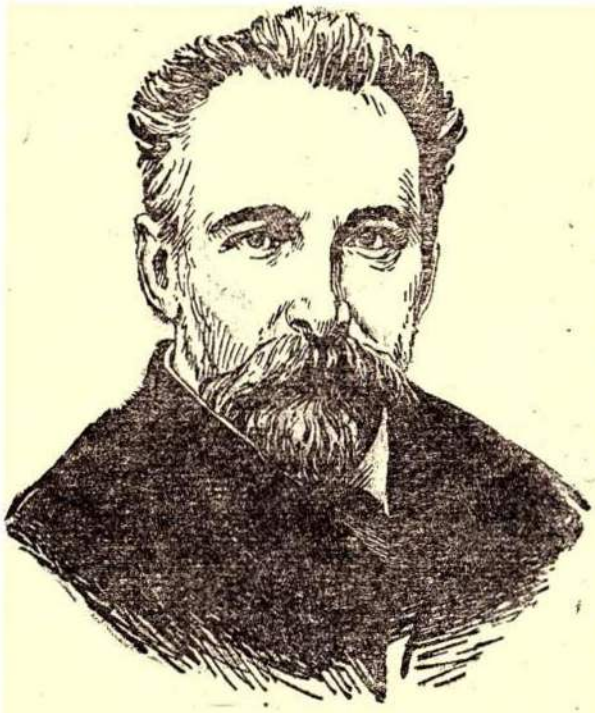


Рис. 14.17. К пояснению давления электромагнитной волны.



Лебедев, Петр Николаевич (1866—1912)

Так как свет — это электромагнитные волны, то всякое освещенное тело испытывает световое давление. Величина светового давления очень мала, так солнечный свет в ясный день создает давление на зеркальную поверхность около 10^{-7} $н/см^2$. Световое давление было впервые экспериментально обнаружено и измерено П. Н. Лебедевым в 1900 г.

Наличие светового давления означает, что электромагнитная волна обладает импульсом, или количеством движения. Действительно, если поверхность, на которую падает электромагнитная волна, равна S, то действующая сила $F=wS$ численно равна импульсу силы за единицу времени. Обозначим через g импульс единицы объема электромагнитной волны, тогда при скорости распространения волны, равной c, получаемый телом импульс

$$F = wS = gSc. \tag{199,4}$$

UNREGISTERED COPY OF SCANPAPYRUS

Отсюда находим импульс единицы объема электромагнитной волны, или плотность импульса:

$$g = \frac{w}{c}. \tag{199,5}$$

Так как поток энергии или вектор Умова — Пойнтинга $\vec{P}=\vec{w}c$, то

$$\vec{g} = \frac{\vec{P}}{c^2}. \tag{199,6}$$

Полный импульс всей электромагнитной волны, занимающей объем V, будет:

$$\vec{G} = \int_V \frac{\vec{P}^2}{V^2}\, dV. \tag{199,7}$$

Наличие импульса электромагнитной волны означает, что при излучении волн излучающее тело испытывает давление излучения, подобно реакции струи или отдаче при выстреле.

Импульс силы по второму закону Ньютона равен изменению количества движения, т. е. произведению массы тела на изменение скорости под влиянием импульса. Так как электромагнит-

ная волна обладает импульсом, то она должна обладать и массой, а следовательно, и некоторой плотностью d. Тогда плотность импульса

$$g = cd, \text{ но } g = \frac{P}{c^2} \text{ и } P = wc,$$

следовательно,

$$cd = \frac{P}{c^2} = \frac{w}{c}, \qquad (199,8)$$

откуда

$$w = dc^2. \qquad (199,9)$$

Плотность энергии волны выражена через ее «механическую плотность» и скорость света. Обобщая это выражение на весь объем, занятый электромагнитной волной или электромагнитным полем, получим:

$$W = mc^2 \qquad (199,10)$$

— одно из важнейших соотношений современной физики, так называемая взаимосвязь массы и энергии, выведенное здесь для частного случая.

На наличие у электромагнитной волны механического вращательного импульса указывал А. И. Садовский.

UNREGISTERED COPY OF SCANPAPYRUS

§ 200. Отражение и поглощение электромагнитных волн

При падении электромагнитной волны на поверхность тела часть энергии волны отражается, часть проникает внутрь тела. Из этой последней части некоторое количество энергии может пройти через тело, если последнее обладает прозрачностью для электромагнитных волн, остальная энергия поглощается в теле, вызывая его нагревание или другие процессы.

Диэлектрик может быть почти прозрачным для электромагнитной волны, если частота последней сильно отличается от всех собственных частот колебаний молекул, атомов и электронов диэлектрика.

Металлы непрозрачны для всех электромагнитных волн, исключая самые короткие ультрафиолетовые и рентгеновские.

При падении электромагнитной волны на металл в нем возникают индукционные токи, поглощающие часть энергии волны, остальная энергия волны отражается, что связано с излучением вторичных волн колеблющимися ионами металла. Подробнее этот вопрос рассматривается в оптике.

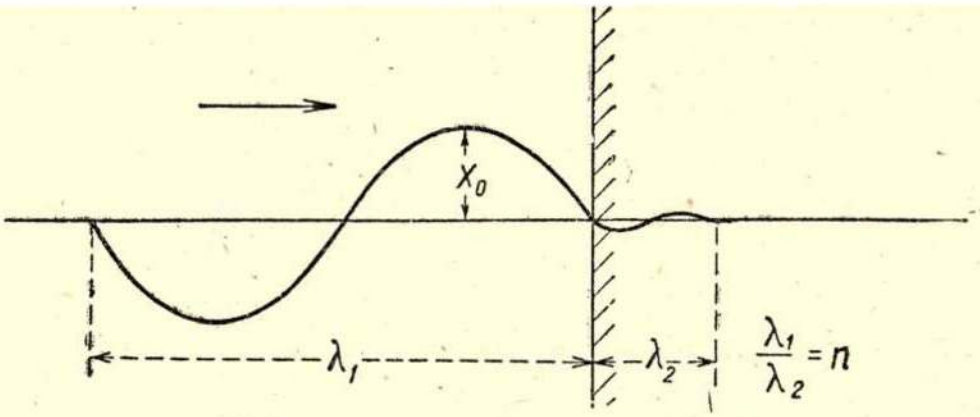


Рис. 14.18. Затухание электромагнитной волны в проводящей среде.

Обозначим через R коэффициент отражения металла, т. е. ту долю энергии падающей волны, которая отражается от поверхности металла. Через A обозначим коэффициент поглощения металла, т. е. долю поглощенной энергии падающей волны. Очевидно, что $R+A=1$. Величина R для металлов очень близка к единице, она зависит от длины волны. Как показал В. К. Аркадьев, для меди при волне длиной 3 *м* $R=0{,}99997$, а при волне длиной 12 *мкм* $R=0{,}986$, для железа имеем соответственно 0,9993, и 0,65. Следовательно, поглощение энергии длинных электромагнитных волн при отражении от металлов очень мало.

UNREGISTERED COPY OF SCANPAPYRUS

Благодаря интенсивному отражению электромагнитных волн от металла глубина проникновения волны в металл невелика, амплитуда волны x_0 очень быстро падает с глубиной, как это видно на рисунке 14.18. Длина волны в металле по сравнению с вакуумом уменьшается в n раз, где n — показатель преломления данного металла. Обычно волна проникает в глубь металла лишь на ничтожную долю своей длины.

§ 201. Электрический и магнитный поверхностный эффект

Постоянный электрический ток течет по всему сечению однородного проводника, плотность тока одинакова в любой точке провода. При намагничивании в постоянном магнитном поле тонкого тороида или очень длинного цилиндра, для которого можно пренебречь размагничивающим фактором, намагниченность или индукция однородна по всему сечению в любой точке магнитопровода. Но в случае прохождения переменного электрического тока или намагничивания переменным магнитным полем картина меняется. Рассмотрим процесс возникновения тока в проводнике. Когда ток начинает возрастать, возни-

кает вихревое магнитное поле, линии которого лежат в плоскости, перпендикулярной к направлению тока (рис. 14.19). Это изменяющееся магнитное поле создает вокруг себя в толще металла проводника вихревое электрическое поле, направленное в наружных частях проводника одинаково с током j, а во внутренних частях — противоположно j. Следовательно, во внутренних частях проводника ток j будет ослаблен; распределение плотности тока по сечению проводника имеет вид, показанный на рисунке 14.19, *а*.

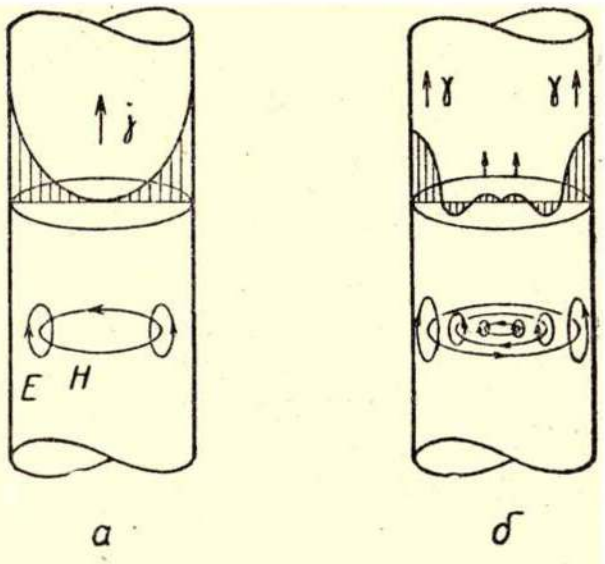


Рис. 14.19. Проникновение тока в металлический цилиндр: *а* — постоянного; *б* — переменного.

Изложенное означает, что ток проникает в проводник с некоторой конечной скоростью, и для заполнения всего сечения проводника током требуется некоторое время. Поэтому если ток меняет свое направление с достаточно большой частотой и сечение проводника не очень мало, то за время одного полупериода ток не успевает заполнить все сечение проводника, поэтому во внутренних частях последнего величина тока значительно меньше, чем в поверхностных слоях проводника, как это показано на рисунке 14.19 *б*, где дано расположение линий полей E и H и распределение плотности тока по сечению за три полупериода.

UNREGISTERED COPY OF SCANPAPYRUS

Мы видим, что волна плотности тока быстро затухает по мере проникновения в глубь проводника. Это затухание тем больше, чем выше частота тока, поэтому токи высокой частоты протекают лишь в сравнительно тонком поверхностном слое проводника, а в его внутренних частях плотность тока равна нулю.

Рассмотренное явление вытеснения переменного тока в поверхностные слои проводника называется электрическим поверхностным эффектом или скин эффектом (от английского слова *skin* — кожа, поверхность).

Расчет электрического поверхностного эффекта удобно производить, если ввести понятие об эквивалентной глубине проникновения $z_э$, под которой понимают некоторую толщину поверхностного слоя с равномерной плотностью тока, равной плотности на поверхности, дающей такое же действие, как и весь фактически существующий ток с убывающей до нуля амплитудой. Сказанное поясняется рисунком 14.20, где $z_э = ab$, $j = bc$, а площадь $abcd = z_э j$ равна заштрихованной площади, показывающей фактическое распределение плотности тока по сечению проводника.

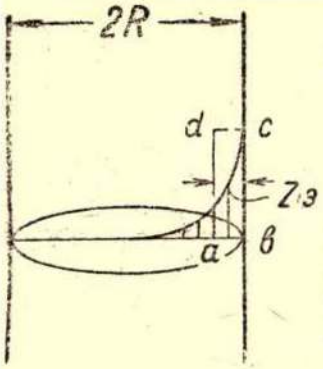


Рис. 14.20. К объяснению эквивалентной глубины проникновения.

Аркадьев показал, что эквивалентная глубина проникновения

$$z_э = \frac{1}{2\pi}\sqrt{\frac{T}{\mu\gamma}}, \qquad (201,1)$$

где T — период переменного тока, μ — магнитная проницаемость, а γ — удельная электропроводность материала проводника.

При сильных токах в высокочастотных цепях, например, на мощных радиостанциях, проводники делают не сплошными, а в виде посеребренных тонкостенных трубок, так как высокочастотные токи протекают лишь в тонком поверхностном слое и внутренние части сплошного проводника не участвуют в проводимости. Если сопротивление постоянному току цилиндрического проводника, длина которого l и радиус r, равно $R = \frac{l}{\gamma\pi r^2}$, то для переменного тока получаем:

$$R' = \frac{l}{\gamma \cdot 2\pi r z_э}, \qquad (201,2)$$

где $z_э$ вычисляется по (201,1).

Таким образом, сопротивление проводника оказывается зависящим от частоты тока ($z_э$ пропорционально корню из периода T). Так, сопротивление медного провода диаметром 1 *мм* при частоте $5 \cdot 10^9$ *гц* возрастает в 17 раз по сравнению с сопротивлением того же провода при частоте 50 *гц*.

UNREGISTERED COPY OF SCANPAPYRUS

Электрическое сопротивление ферромагнитных проводников зависит и от магнитной проницаемости μ, которая является сложной функцией напряженности поля H.

Аналогично электрическому поверхностному эффекту протекает магнитный поверхностный эффект. При включении магнитного поля, направленного, например, вдоль оси ферромагнитного цилиндра, индукция B начинает проникать внутрь цилиндра с поверхности. При этом изменение B по второму уравнению Максвелла приводит к возникновению вихревого электрического поля и, следовательно, замкнутых вихревых токов в проводнике. Эти токи создают свое магнитное поле, противодействующее внутри цилиндра проникновению туда внешнего поля, следовательно, возрастание индукции внутри цилиндра происходит с запаздыванием, так же как проникновение тока в случае электрического поверхностного эффекта.

При намагничивании ферромагнитного проводника в переменном магнитном поле достаточно высокой частоты индукция проникает только в тонкий поверхностный слой, а внутренние

части ферромагнетика в намагничивании не участвуют. Распределение индукции B и вихревых токов j в ферромагнитном цилиндре при намагничивании в постоянном ($а$) и переменном ($б$) магнитных полях показано на рисунке 14.21. Магнитное сопротивление магнитопровода в переменных полях выше, чем магнитное сопротивление в постоянном поле. Действительно, в постоянном поле $R_м = \dfrac{l}{\pi r^2 \mu_0 \mu}$, а в переменном поле, поскольку намагничивание происходит лишь на эквивалентную глубину проникновения,

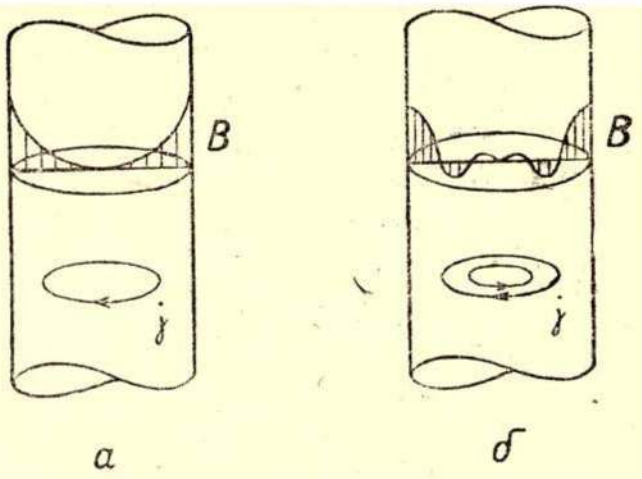


Рис. 14.21. Проникновение индукции B в ферромагнитный цилиндр: $а$ — при постоянном; $б$ — переменном магнитном поле.

$$R'_м = \frac{l}{2\pi r z_э \mu_0 \mu}.$$

Величина $z_э$ в ферромагнетиках значительно меньше, чем в неферромагнитных металлах, так как $z_э = \dfrac{1}{2\pi}\sqrt{\dfrac{T}{\mu\gamma}}$, а магнитная проницаемость μ может иметь значение порядка тысячи и более. Поэтому магнитопроводы, например сердечники катушек индуктивности и трансформаторов, составляются из отдельных изолированных друг от друга листов или проволок, которые надо брать тем тоньше, чем выше частота перемагничивания.

UNREGISTERED COPY OF SCANPAPYRUS

В ферритах и магнитодиэлектриках из-за их большого удельного сопротивления вихревые токи практически не возникают и сердечники из этих материалов делаются сплошными.

Поверхностный эффект получил большое практическое применение для поверхностной закалки стальных изделий. Помещая изделие (на короткое время) в электромагнитное поле катушки высокочастотного генератора, получают сильный его нагрев в поверхностных слоях. Закаливая его в масле или воде, получают твердый, закаленный поверхностный слой и незакаленную, вязкую внутреннюю часть, что сильно повышает прочность изделия.

§ 202. Стоячие электромагнитные волны в проволоках. Система Лехера

Стоячие электромагнитные волны удобно изучать в так называемой системе Лехера, состоящей из двух параллельных проводов (рис. 14.22), связанных с одной стороны с гене-

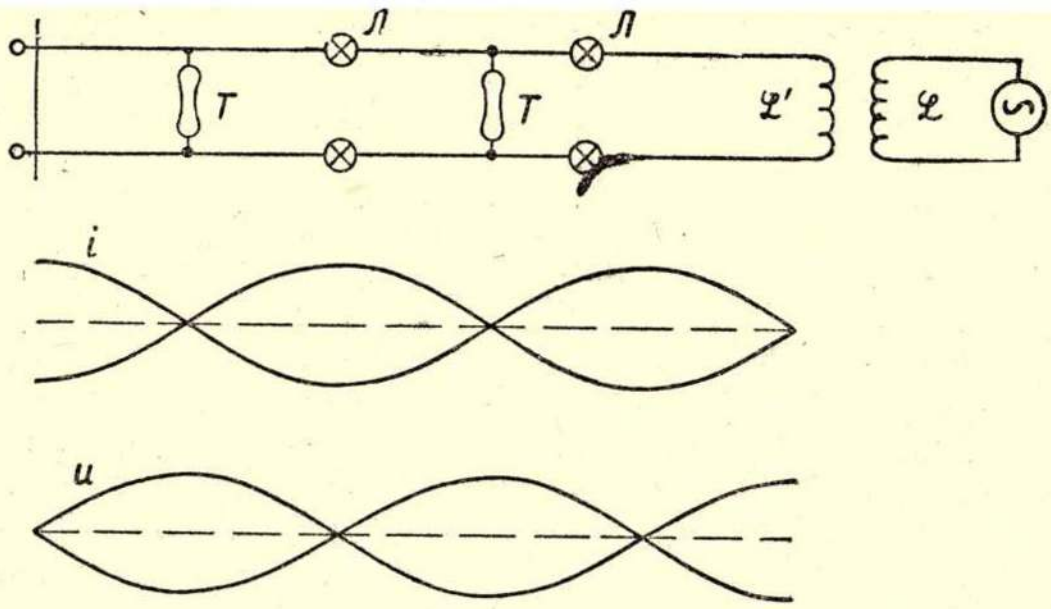


Рис. 14.22. Схема системы Лехера.

ратором высокочастотных колебаний. Другие концы проводов изолированы или соединены металлическим проводником. Длина проводов системы Лехера должна быть такой, чтобы на ней укладывалось несколько длин волн. Катушка связи L генератора возбуждает на концах небольшой катушки L', включенной на конце системы Лехера, переменную разность потенциалов, которая вызывает электромагнитные волны, распространяющиеся вдоль проводов. Отражаясь от изолированных концов проволок или переходя по проводящей перемычке на противоположный провод, эти волны образуют с встречными волнами от генератора систему стоячих волн. При наличии перемычки в конце проводов образуется пучность тока и узел напряжения, как это показано на рисунке 14.22. При изолированных концах проводов на них образуется пучность напряжения и узел тока. Частоту генератора подбирают такой, чтобы на проводах уложилось целое число четвертей длины волны, тогда узлы и пучности будут резко выражены. Обнаружить пучности напряжения можно, набросив на провода небольшие трубки T с разреженным газом или поместив между проводами обычную неоновую лампу. В местах пучностей напряжения газ светится. Передвигая трубки, находят места наиболее интенсивного свечения газа. Расстояние между двумя соседними пучностями равно длине стоячей волны. Пучности тока можно наблюдать, включив последовательно в соответствующих местах провода небольшие электрические лампы $Л$. В пучностях тока лампы будут гореть. Вместо изменения частоты генератора можно перемещать проводящую перемычку-мостик в конце системы, добиваясь выполнения условия $l = n \cdot \frac{\lambda}{4}$.

UNREGISTERED COPY OF SCANPAPYRUS

Система Лехера может быть использована для измерения диэлектрической проницаемости среды, в особенности жидкости.

Погрузив проволоки в диэлектрик и добившись резонанса, находят длину проходящей волны, равную удвоенному расстоянию между соседними узлами, или пучностями. По формуле $\lambda = \frac{v}{\nu}$, зная частоту генератора, находят скорость волны v, а по закону Максвелла $v = \frac{1}{\sqrt{\varepsilon_0 \varepsilon \mu_0 \mu}}$ можно определить диэлектрическую проницаемость, поскольку для неферромагнитных веществ $\mu \approx 1$.

Стоячие электромагнитные волны можно получить не только в проволоках, но и в катушках, а также без всяких проводников — в диэлектрике или вакууме. При настройке в резонанс вторичной катушки трансформатора Тесла в ней устанавливаются стоячие волны.

Н. В. Разживин построил катушку длиной свыше 2 *м*, при настройке трансформатора Тесла в резонанс с собственной частотой этой катушки в ней устанавливались стоячие электрические волны, которые легко наблюдались при приближении к катушке длинной трубки с разреженным газом. При приближении трубки к пучности напряжения газ в трубке ярко светится. Если параллельно катушке натянуть проволоку, то в местах пучностей напряжения между катушкой и проволокой возникает сияние. Изменяя параметры первичного контура, можно в катушке получить несколько стоячих волн различной длины.

UNREGISTERED COPY OF SCANPAPYRUS

Стоячие электромагнитные волны в воздухе можно получить при отражении излучения вибратора от каких-либо преград. Стены аудитории при длине волны в несколько метров дают частичное отражение, интенсивность отраженной волны обычно достаточна для образования с падающей волной системы стоячих волн (рис. 14.23). Для обнаружения пучностей напряжения этих волн применяется резонаторный диполь, в середину которого включена маленькая электрическая лампочка. При помещении диполя в пучность напряжения стоячей электромагнитной волны (в пучность электрического поля вектора E) лампочка диполя светится при параллельном положении диполей излучателя и приемника. При повороте на 90° приемного диполя ток в нем исчезает, что вызвано отсутствием в этом случае параллельной диполю составляющей вектора E. Свечение лампочки прекращается также при значительном удалении диполя из места пучности волны, так как величина вектора E при этом быстро падает.

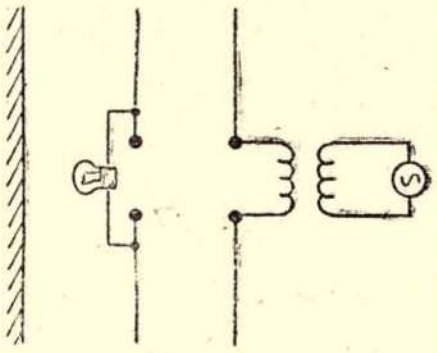


Рис. 14.23. Схема наблюдения стоячих электромагнитных волн в воздухе.

§ 203. Распространение коротких электромагнитных волн в линиях и волноводах

Рассмотренная в предыдущем параграфе система Лехера представляет собой двухпроводную линию, длина которой превышает длину электромагнитной волны. Индуктивность и емкость этой линии не сосредоточены в катушке и конденсаторе как в колебательном контуре, а распределены равномерно по всей длине линии как индуктивность прямых проводов и емкость между проводами. Поэтому такая система называется системой с распределенными параметрами. Расположение электрических и магнитных линий напряженности двухпроводной линии показано на рисунке 14.24, *а*.

Так как плотность линий напряженности пропорциональна корню квадратному из плотности энергии поля, то из рисунка следует, что, хотя электромагнитная энергия в основном распространяется в пространстве между проводами линии, но некоторая ее часть находится и вне этого пространства, поэтому можно говорить об излучении линии в окружающую среду. Этот эффект будет тем сильнее, чем короче длина волны по сравнению с расстоянием между проводами.

UNREGISTERED COPY OF SCANPAPYRUS

Излучения двухпроводной линии можно избежать, взяв так называемую коаксиальную линию (рис. 14.24, *б*), в которой один цилиндрический провод охватывает другой, расположенный по его оси. В этом случае электрическое поле полностью сосредоточено в пространстве между проводами, токи во внутреннем и наружном проводах находятся в противоположных фазах, поэтому магнитное поле вне линии равно нулю, а между проводами оно максимально. Таким образом, вся энергия электромагнитной волны, распространяющейся вдоль коаксиальной линии, сосредоточена между проводами линии, и последняя не излучает энергии в окружающее пространство. Потери в такой линии невелики, они состоят лишь из потерь в несовершенном диэлектрике и омических потерь в металле проводов. Коаксиальные провода применяются обычно для передачи высокочастотной энергии при

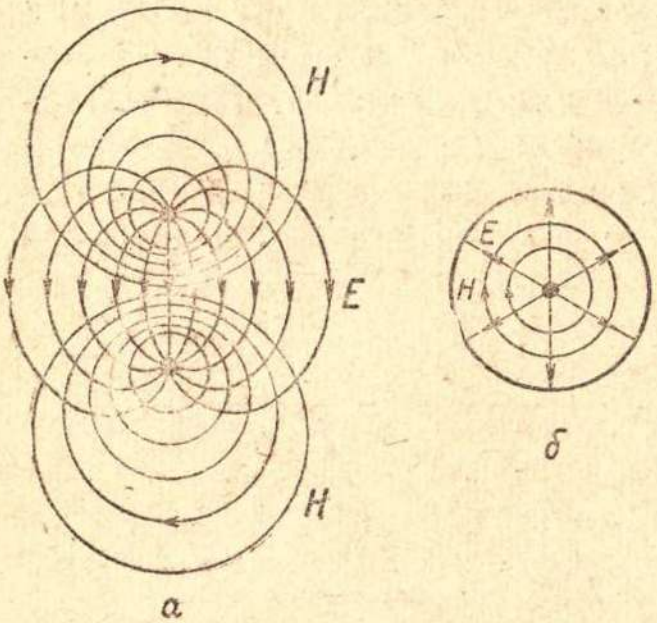


Рис. 14.24. Электрическое и магнитное поля: *а* — двухпроводной линии; *б* — коаксиального кабеля.

длине волны порядка нескольких метров, например для передачи энергии от телевизионной антенны к приемнику, для передачи от телевизионной студии к передатчику и т. д.

Передача на небольшое расстояние волн сантиметрового диапазона осуществляется при помощи волноводов. Волновод представляет собой круглого или прямоугольного сечения трубку, выполненную из хорошо проводящего металла. Внутренние стенки волновода должны быть гладко отполированы. Физическую картину распространения электромагнитной волны в волноводе можно представить себе так. Заменим провода двухпроводной линии двумя параллельнами лентами (рис. 14.25, *а*). Если ширина лент соизмерима с длиной волны, то электрические линии напряженности будут идти с неодинаковой плотностью: большей в середине пластин и меньшей по краям. Когда ширина ленты равна половине длины волны, разность потенциалов на концах ленты становится равной нулю, следовательно, эти края можно соединить проводником, образовав вместо двух параллельных пластин замкнутую трубу прямоугольного сечения (рис. 12.25, *б*). Линии напряженности магнитного поля теперь становятся замкнутыми, лежащими в плоскости, перпендикулярной чертежу. Это означает, что магнитное поле в волноводе имеет продольную составляющую.

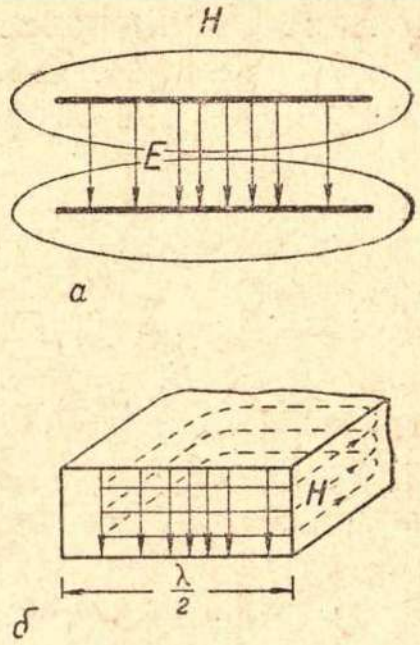


Рис. 14.25. Электрическое и магнитное поля сантиметровых электромагнитных волн: *а* — между двумя параллельными пластинками; *б* — в волноводе.

UNREGISTERED COPY OF SCANPAPYRUS

В зависимости от формы волновода и способа возбуждения колебаний можно получать не только волны того типа, который показан на рисунке 14.25, *б*, такие волны называются поперечно-электрическими или магнитными и обозначаются *TE*-, или *H*-волнами, но также и другие волны, в которых линии напряженности магнитного поля лежат в плоскости

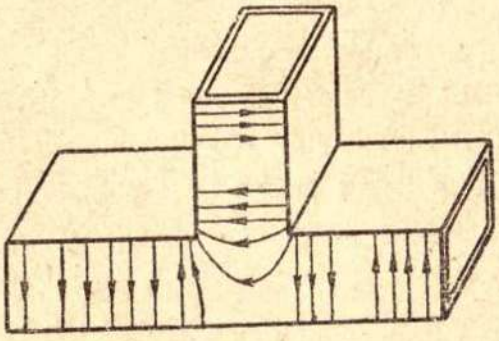


Рис. 14.26. Ответвление волновода (тройник).

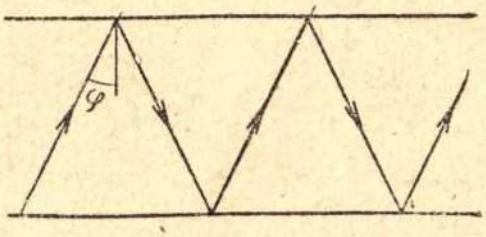


Рис. 14.27. Путь волны в волноводе.

сечения волновода, а электрическое поле E имеет продольную составляющую. Такие волны называются поперечно-магнитными или электрическими (волны TM, или E). Можно получить и такие волны, у которых все электрическое или все магнитное поле является продольным.

В волноводе могут распространяться и более короткие волны, когда ширина волновода составляет не $\frac{\lambda}{2}$, а λ, $\frac{3}{2}\lambda$ и т. д. Более длинные волны, для которых ширина волновода меньше половины длины волны, уже не могут распространяться в волноводе, следовательно, для каждого волновода существует критическая длина волны, волны, бóльшие этой критической длины, в волноводе не распространяются.

Распространение электромагнитных волн в волноводе напоминает распространение акустических волн в трубах. Подобно звуковым волнам, электромагнитные волны излучаются с помощью рупоров. Переход волн из одного волновода в другой происходит через так называемые тройниковые соединения, или ответвители (рис. 14.26).

Скорость электромагнитных волн в волноводе меньше, чем скорость свободных электромагнитных волн в воздухе. Это можно объяснить тем, что в волноводе волны распространяются зигзагообразно, отражаясь от стенок волновода (рис. 14.27). Можно считать, что путь волны возрастает, что и ведет к уменьшению скорости. Скорость волны в волноводе $c_1 = c \sin \varphi$. С помощью волноводов электромагнитные волны передаются от генератора к излучающему рупору, в волновод помещаются материалы, для которых изучается воздействие электромагнитных волн и т. д.

UNREGISTERED COPY OF SCANPAPYRUS

В сантиметровом диапазоне наиболее часто используются волны длиной в 3, 10 и 30 *см*. Генерируются такие короткие волны в специальных лампах: магнетронах и клистронах, описание которых дается в руководствах по сверхвысокочастотной радиотехнике.

§ 204. Принципы радиосвязи

Опыты Герца с получением искры в резонаторном контуре, помещенном на некотором расстоянии от вибратора, можно рассматривать как первые опыты по передаче энергии электромагнитного излучения вибраторов. На основе этих опытов А. С. Попов в январе 1895 г. впервые осуществил передачу телеграфных сигналов с помощью свободно распространяющихся электромагнитных волн, что явилось началом радиосвязи, играющей столь большую роль в современной жизни. Принцип радиосвязи заключается в следующем: генератор электромагнитных коле-

баний (рис. 14.28) индуктивно или емкостно связан с излучающей системой — антенной, частным случаем которой является вибратор Герца. Простейшая антенна состоит из горизонтальной проволоки с последовательно включенной индуктивностью, катушкой связи с генератором. Второй конец катушки заземляется. Тогда систему антенна — земля можно рассматривать как развернутый колебательный контур, дающий интенсивное излучение электромагнитных волн в окружающее пространство. Достигнув подобной же приемной системы, настроенной в резонанс с излучающей системой, электромагнитные волны вызывают в последней токи, которые затем усиливаются и воздействуют на индикаторное устройство, например телефон, пишущий телеграфный аппарат и т. д.

Попов, Александр Степанович (1859—1906)

UNREGISTERED COPY OF SCANPAPYRUS

Простейшая система радиотелеграфной связи, осуществленная Поповым и широко использовавшаяся затем в течение свыше двух десятков лет, заключается в посылке серий затухающих электромагнитных колебаний, полученных в колебательном контуре с искровым разрядником.

Изменяя длительность посылок электромагнитных колебаний, можно передавать сигналы азбуки Морзе (точки и тире). При каждом проскакивании искры в разряднике возникает серия затухающих колебаний (рис. 14.29, *а*). Частота этих колебаний, определяемая по формуле Томсона, зависит от емкости и индуктивности колебательного контура, она обычно равна 10^4—10^9 *гц*. Частота следования серий колебаний равна частоте следования искр в разряднике, она обычно не превышает нескольких сотен или тысяч в секунду.

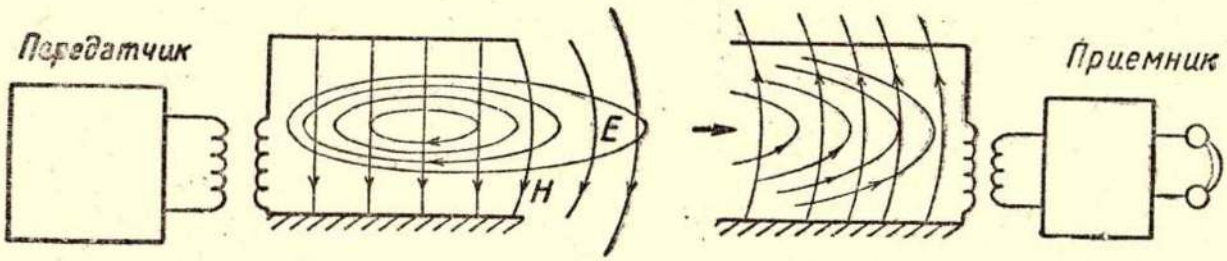


Рис. 14.28. Принцип радиосвязи.

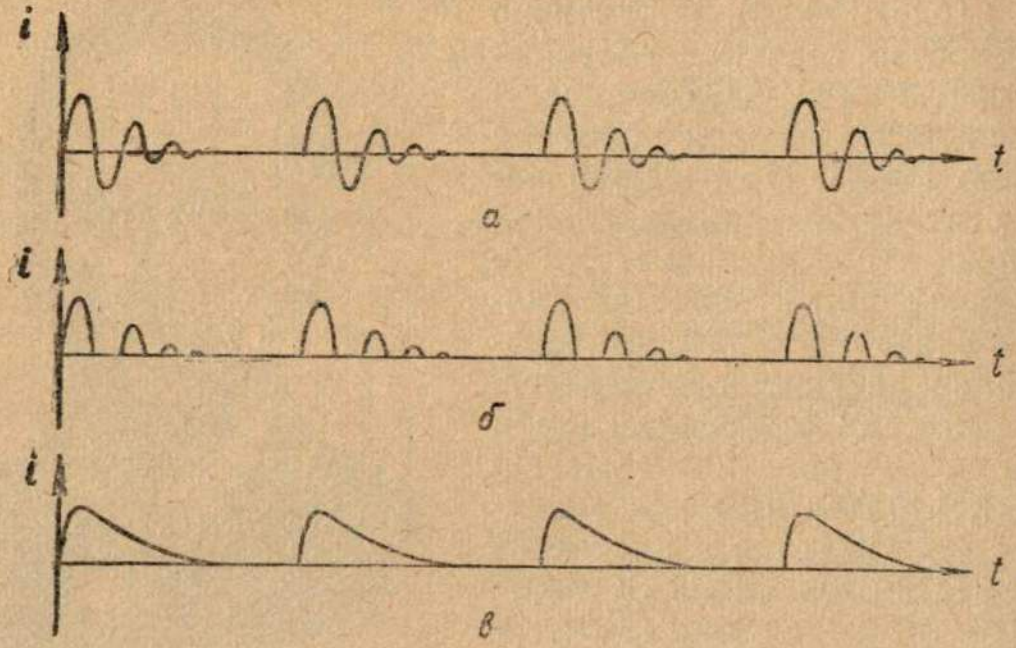


Рис. 14.29. Графики колебаний при радиопередаче затухающими колебаниями: *а* — до детектирования; *б* — после детектирования; *в* — в цепи телефона

UNREGISTERED COPY OF SCANPAPYRUS

Если после усиления в приемнике высокочастотные колебания пропустить через обмотку электромагнита телефона, то мембрана, подвергаясь притяжению со стороны электромагнита при прохождении каждой серии импульсов, будет колебаться с частотой следования импульсов волн. Но для такой высокой частоты индуктивное сопротивление обмотки электромагнита очень велико, кроме того, инерционность мембраны телефона не позволяет ей следовать за высокочастотными колебаниями, мембрана может следовать лишь за огибающей высокочастотных колебаний. Поэтому колебания предварительно выпрямляют, детектируют. Простейшим детектором является рассмотренный в главе XII полупроводниковый детектор — контакт металлической проволоки и полупроводника или двух полупроводников. Включив детектор, как показано на рисунке 14.30, получаем выпрямленные или детектированные колебания, форма которых показана на рисунке 14.29, *б*.

Проходя через обмотку электромагнита телефона и параллельно включенную небольшую емкость C, эти колебания сглаживаются, и на мембрану воздействует сила, пропорциональная огибающей колебаний импульса, форма которой показана на рисунке 14,29 *в*. Таким образом, мембрана телефона колеблется с частотой посылки импульсов, равной частоте следования искр в генераторе.

Ввиду сильного затухания колебаний резонансная кривая приемного контура получается очень тупой (см. § 183), и каждая передающая станция излучает очень широкий интервал ча-

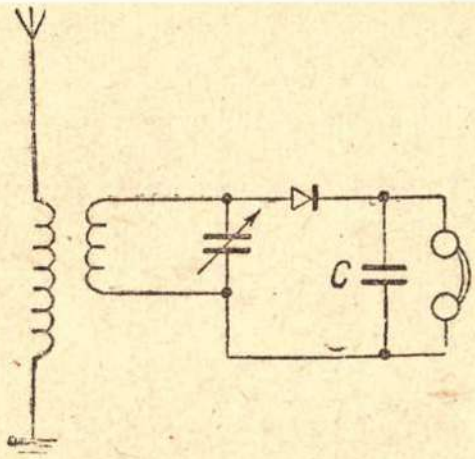


Рис. 14.30. Схема простейшего детекторного приемника.

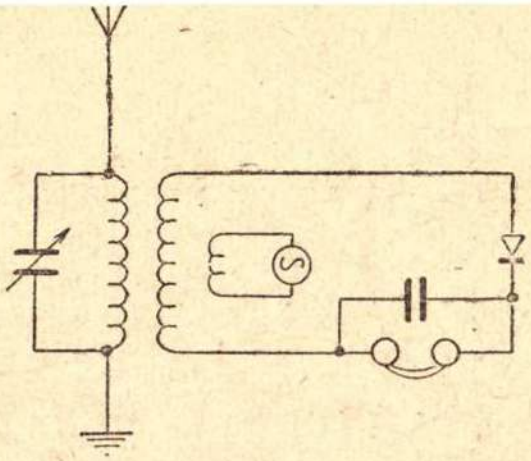


Рис. 14.31. Схема гетеродинного приема.

стот в обе стороны от ее основной собственной частоты, что создает большие помехи приему других станций. Это явление — одна из причин, почему радиопередача затухающими колебаниями в настоящее время не применяется, за исключением некоторых случаев работы аварийных передатчиков сигналов бедствия на кораблях.

Передачи телеграфных сигналов незатухающими колебаниями требуют либо применения модуляции звуковой частотой, либо применения в приемном устройстве вспомогательного генератора, так называемого гетеродина, частота электромагнитных колебаний которого отличается от частоты приходящих колебаний на несколько сотен герц. Тогда в приемном контуре 14.31 образуются биения (см. «Механику»), частота которых равна разности между частотой приходящих колебаний и частотой колебаний гетеродина. Эта частота должна лежать в области звуковых частот. Однако, если эти колебания подать на телефон, звука не будет, так как протекающий в контуре переменный ток высокой частоты не вызовет отклонения мембраны. Чтобы услышать телеграфные сигналы, ток необходимо детектировать, т. е. выпрямить или хотя бы создать асимметрию положительной и отрицательной полуволн. Для этого последовательно в контур включается полупроводниковый или ламповый детектор (рис. 14.31).

UNREGISTERED COPY OF SCANPAPYRUS

Кривые токов в антенне, в контуре гетеродина, в смесительном контуре до и после детектирования приведены на рисунке 14.32. Там же приведено отклонение мембраны, телефона (кривая *д*) под влиянием детектированных сигналов. Мембрана телефона колеблется с частотой биения, что дает звучание определенного тона, тогда телеграфные сигналы, точки и тире можно принимать на слух или с помощью печатающего на ленту аппарата, как при телеграфировании по проводам.

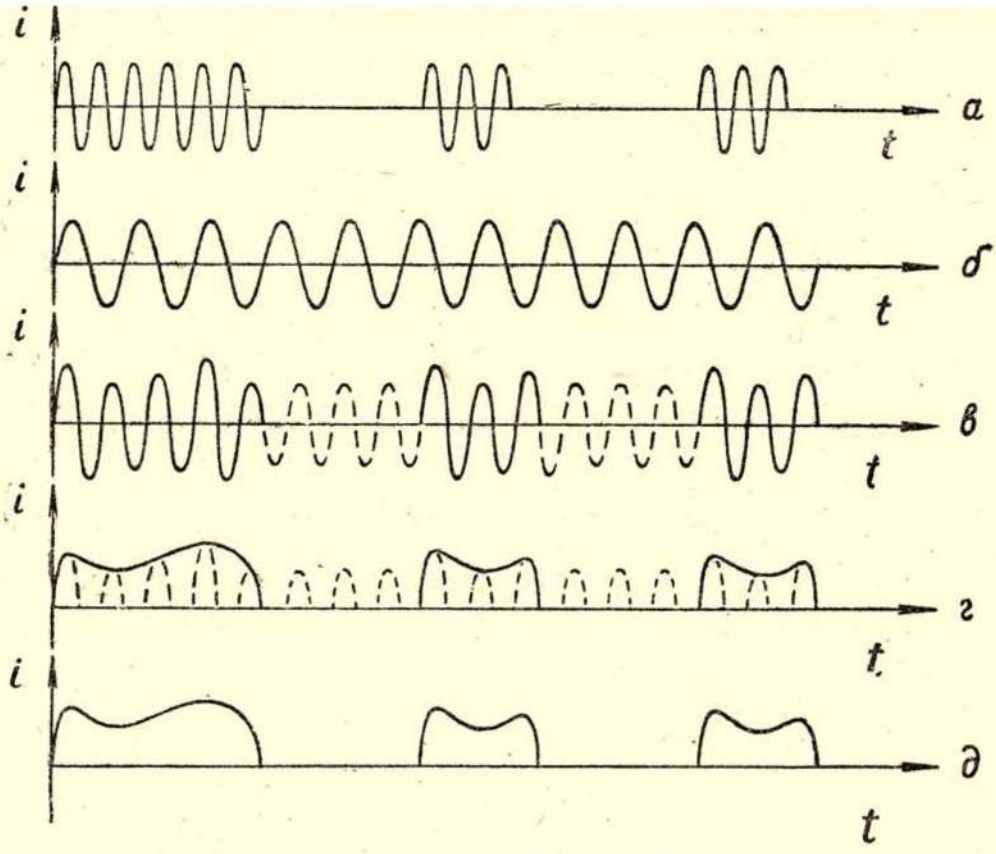


Рис. 14.32. Кривые токов при гетеродинном приеме: *а* — приходящий сигнал; *б* — ток гетеродина; *в* — результирующий ток до детектирования; *г* — ток после детектирования; *д* — ток в цепи телефона.

UNREGISTERED COPY OF SCANPAPYRUS

Для передачи речи и музыки излучаемые радиопередатчиком колебания высокой частоты, которая называется несущей частотой, должны быть модулированы звуковой частотой. Модуляция заключается в изменении частотой модулирующего сигнала какого-либо параметра колебаний несущей частоты, например амплитуды (амплитудная модуляция), частоты (частотная модуляция) или фазы (модуляция по фазе).

Рассмотрим наиболее простую амплитудную модуляцию, применяемую в радиовещании для больших длин волн. При отсутствии модуляции ток в антенне от несущей частоты изменяется по закону

$$i = I_0 \sin \omega t. \qquad (204,1)$$

С помощью микрофона или другого соответствующего устройства ток в одной из цепей ламп генератора изменяется по закону

$$i' = I_0' f(t), \qquad (204,2)$$

где $f(t)$ — так называемая модулирующая функция, вид которой определяется модулирующим сигналом. В простейшем случае эта синусоидальная функция $f(t) = A \sin \omega_1 t$. Модули-

рующий сигнал изменяет амплитуду тока в антенне на величину ΔI_0, пропорциональную I_0 и $f(t)$, следовательно, измененная амплитуда

$$I_0' = I_0 + \Delta I_0 = I_0 + I_0 A \sin \omega_1 t = I_0 (1 + A \sin \omega_1 t), \quad (204,3)$$

а тогда ток в антенне

$$i = I_0 (1 + A \sin \omega_1 t) \sin \omega t. \quad (204,4)$$

Частота $\omega_1 \ll \omega$, поэтому колебание (204,4) можно считать гармоническим, амплитуда которого $I_0(1+A \sin\omega_1 t)$ медленно меняется со временем. Преобразуя (204,4), получим:

$$i = I_0 \sin \omega t + \frac{1}{2} A I_0 \cos (\omega - \omega_1) t -$$

$$- \frac{1}{2} A I_0 \cos (\omega + \omega_1) t. \quad (204,5)$$

Таким образом, модулированное колебание представляет собой сумму трех колебаний: колебания основной, несущей частоты и двух колебаний так называемых боковых частот $\omega - \omega_1$ и $\omega + \omega_1$. Если модулирующая функция не синусоидальная, а имеет более сложный вид, то получаются не две боковые частоты, а две полосы частот: от ω до $\omega - \omega_1$ и от ω до $\omega + \omega_1$.

UNREGISTERED COPY OF SCANPAPYRUS

Чтобы приемное устройство воспроизвело передаваемый сигнал без искажений, необходимо, чтобы боковые полосы частот были пропущены входными контурами и усилены наравне с несущей частотой. Поэтому приемное устройство должно пропускать не одну частоту, а целую полосу частот, которая в современных приемниках длинных и средних волн (от 2000 до 200 *м*) равняется 9000 *гц*.

Для приема модулированных колебаний их необходимо демодулировать или детектировать, так как телефон или репродуктор реагируют только на импульсы тока звуковой частоты. Даже если бы удалось создать телефон со столь малой инерцией и столь тонкой мембраной, что она воспроизвела бы колебания, получаемые передатчиком, ухо человека не реагировало бы на эти колебания; как известно, человек воспринимает колебания как звуковые, если частота их не превышает 16—20 *кгц*.

Для детектирования необходимо включить в цепь нелинейное выпрямляющее устройство; в качестве такого детектора применяется полупроводниковый выпрямитель или электронная лампа, диод или триод. Выпрямленные колебания должны быть сглажены фильтрующим устройством.

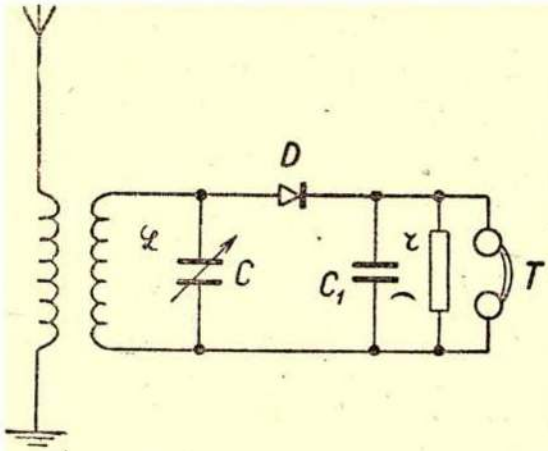


Рис. 14.33. Схема приема модулированных колебаний.

Схема детекторного устройства с полупроводниковым детектором приведена на рисунке 14.33. Контур LC настраивается в резонанс (резонанс токов) с колебаниями передатчика в антенне. Переменное напряжение с колебательного контура выпрямляется детектором D и через конденсатор C_1 и сопротивление r идет пульсирующий ток. Первая полуволна заряжает конденсатор, и если постоянная времени цепи $\tau = C_1 r$ достаточно велика по сравнению с периодом приходящих колебаний T, то конденсатор не успеет разрядиться до прихода следующей полуволны того же знака, которая вновь подзарядит конденсатор, тогда напряжение на сопротивлении r, а следовательно и на телефоне, будет меняться так, как меняется амплитуда модулирующего напряжения, т. е. по закону изменения звуковой частоты, на которую телефон отзывается (рис. 14.32). Для этого постоянная времени τ должна быть значительно меньше периода колебаний звуковой частоты, иначе конденсатор не успеет разрядиться до прихода следующей полуволны звуковой частоты и мембрана телефона останется притянутой к электромагниту. В качестве сопротивления r может служить сопротивление обмотки телефона. В качестве емкости C_1 также может служить распределенная емкость обмотки электромагнитов телефона.

UNREGISTERED COPY OF SCANPAPYRUS

Детектирование модулированных высокочастотных колебаний часто осуществляется с помощью трехэлектродной электронной лампы, триода или с помощью более сложной многосеточной лампы — пентода. Для детектирования используется нелинейность ламповой характеристики. Путем подачи на сетку небольшого отрицательного напряжения $-U_{\text{смещ}}$ рабочая точка смещается в нелинейную часть характеристики (точка A на рис. 14.34). Тогда лампа усиливает и пропускает только положительные (правые на рис. 14.34) половины синусоид модулированного сигнала, отрицательные половины синусоид лампой не пропускаются, так как они попадают в область отрицательных сеточных напряжений, при которых лампа заперта. Эта область лежит левее рабочей точки A. Детектированные колебания далее усиливаются как низкочастотные, звуковые колебания или же сразу подаются на телефон, который реагирует на них так же, как на колебания при наличии гетеродина (кривые *г* и *д*, рис. 14.32).

На рисунке 14.35 приведена схема радиоприемника, состоящего из усилителя высокой частоты, детектора и усилителя низкой частоты. В антенне и включенной в нее катушке L' про-

текают колебательные токи всевозможных частот, созданные излучением различных радиопередатчиков. В сеточную цепь первой лампы включен колебательный контур, катушка индуктивности которого связана с антенной. Контур LC настраивается на нужную частоту, в нем возникает резонанс токов и напряжение на контуре LC достигает заметной величины, значительно превосходящей напряжение той же частоты в ненастроенной цепи антенны, т. е. на катушке L'. Усиленное лампой высокочастотное напряжение еще усиливается благодаря резонансу в контуре, включенном в анодную цепь первой лампы. Напряжение с контура через разделительный конденсатор C_2 подается на сетку второй лампы, где еще усиливается и детектируется.

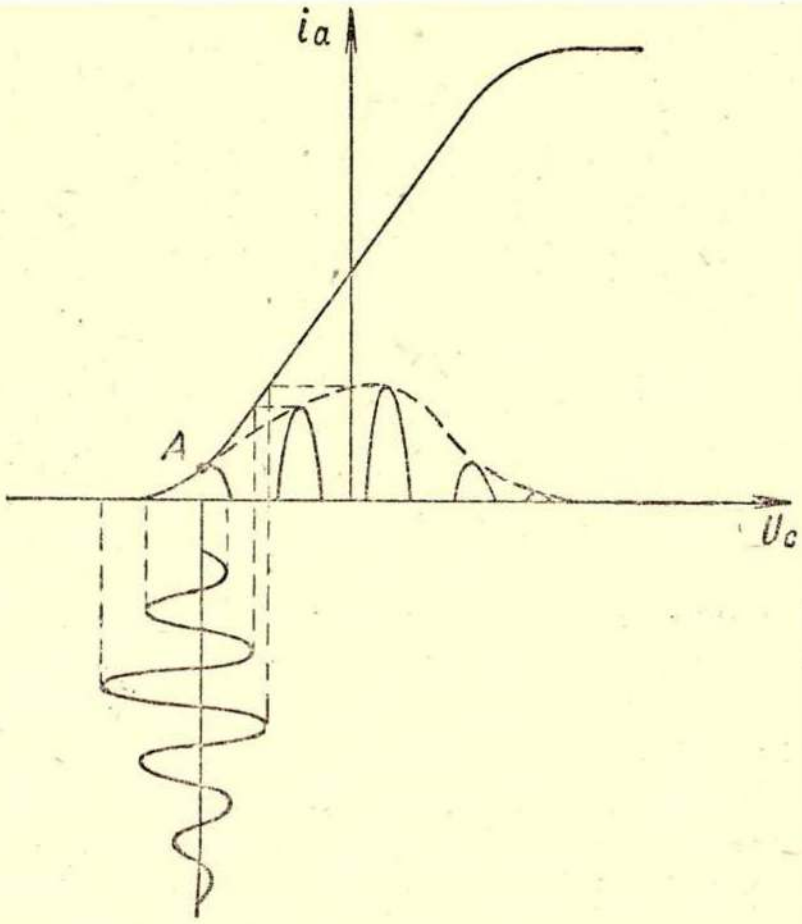


Рис. 14.34. К пояснению работы триода в качестве детектора.

UNREGISTERED COPY OF SCANPAPYRUS

Необходимое для детектирования отрицательное смещающее напряжение на сетку подается с сопротивления R_4, включенного в цепь катода детекторной лампы. Через это сопротивление протекает лишь постоянная составляющая анодного тока лампы

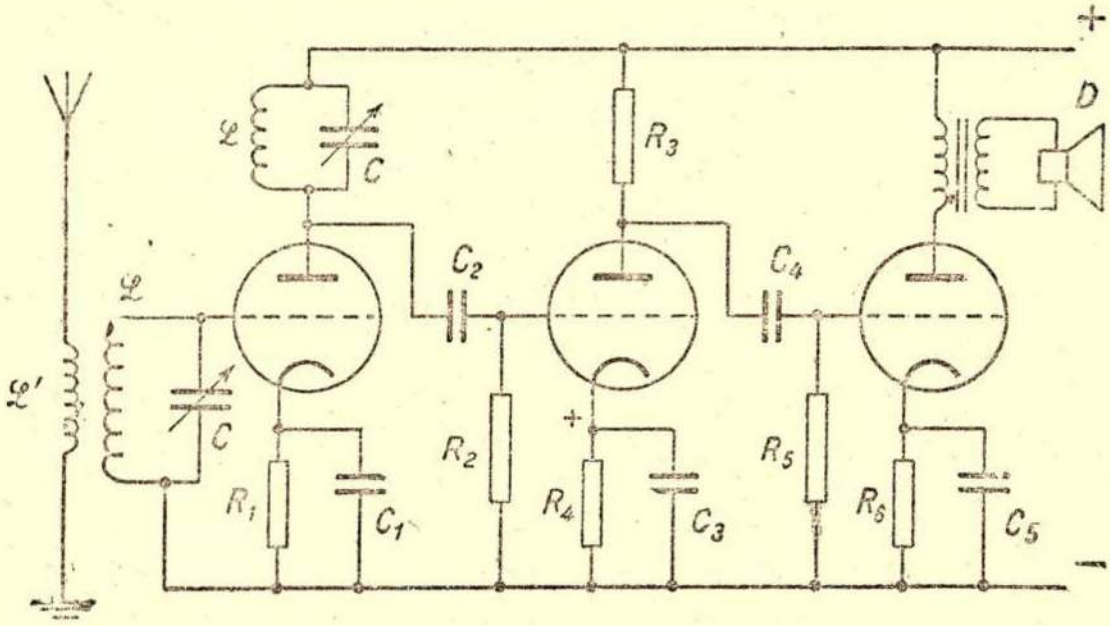


Рис. 14.35. Схема простейшего трехлампового приемника.

$i_{a\,\text{пост}}$, создающая на сопротивлении напряжение $U_{\text{смещ}} = i_{a\,\text{пост}} R_4$. Из рисунка видно, что на конце сопротивления R_4, соединенном с катодом ламп, будет плюс, а на другом конце, соединенном с сеткой через сопротивление R_2, —минус. Величина смещающего напряжения $U_{\text{смещ}}$ определяется величиной сопротивления R_4. Конденсатор C_3 большой емкости, обычно до 1000 *мкф*, служит для пропускания переменной составляющей анодного тока.

Сопротивления R_1 и R_6 служат для создания некоторых отрицательных потенциалов на сетках первой и третьей ламп. Значения этих потенциалов зависят от вида характеристики лампы и выбранного режима работы.

Сопротивления R_2 и R_5 называются сопротивлениями утечки. Через эти сопротивления уходят к катоду электроны, осевшие на сетках ламп при прохождении через них анодного тока.

Сопротивление R_3 является нагрузочным сопротивлением второй лампы, усиленное напряжение низкой частоты после детектирования подается с него на сетку третьей лампы, усилителя низкой частоты, в анодной цепи которого через выходной понижающий трансформатор включен громкоговоритель.

Современные приемники собираются по значительно более сложным схемам и содержат до 10—15 ламп или транзисторов.

UNREGISTERED COPY OF SCANPAPYRUS

§ 205. Принцип радиолокации

При падении электромагнитных волн на проводящие предметы происходит их отражение, если размеры предмета не очень малы по сравнению с длиной волны. Еще Попов заметил, что корабль может вызвать прекращение радиосвязи, если он находится на пути между передатчиком и приемником. Отражение электромагнитных волн от металлических предметов и лежит в основе радиолокации, т. е. обнаружения самолетов, кораблей и т. д. В радиолокации используют очень короткие электромагнитные волны сантиметрового и миллиметрового диапазона. От генератора достаточно большой мощности электромагнитные колебания по волноводу подводятся к антенне, обладающей остро направленным действием. Такой антенной часто служит параболическое зеркало, подобное зеркалу оптического прожектора. От такой антенны узкий пучок электромагнитных волн направляется в воздух и, попадая на металлический предмет, например самолет, отражается во все стороны. Происходит рассеяние энергии электромагнитной волны (рис. 14.36), и лишь небольшая часть отраженной энергии электромагнитных волн возвращается к зеркалу излучателя, которое в этот момент будет служить приемной антенной. Излучения волн в этот момент не должно быть, иначе прием отраженной

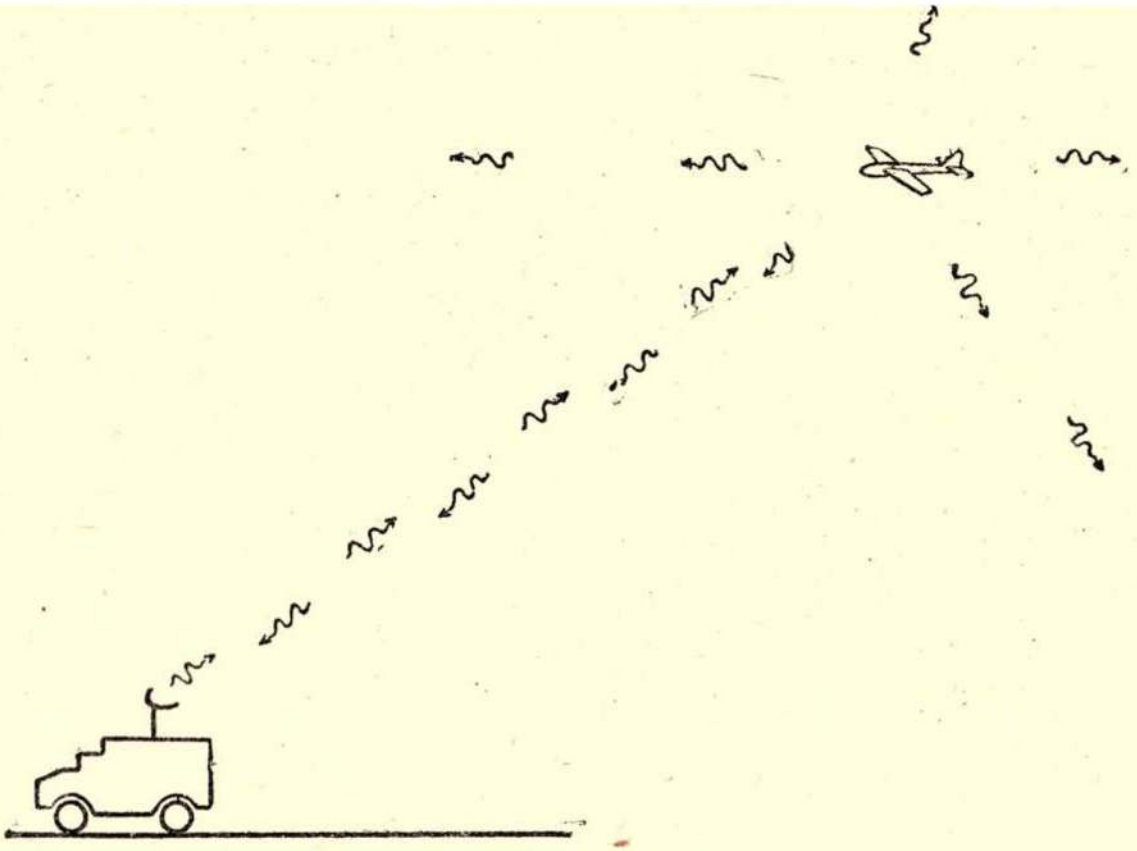


Рис. 14.36. Схема радиолокации.

волны окажется невозможным. Для этой цели передатчик посылает кратковременные цуги электромагнитных волн, длительность такого цуга порядка 10^{-6} *сек*, а число цугов около 10^3 в секунду, следовательно, генератор излучает только в течение 0,001 времени работы, во все остальное время установка работает как приемник.

UNREGISTERED COPY OF SCANPAPYRUS

В момент посылки импульса-цуга на экран осциллографической трубки подается импульс (рис. 14.37), появляющийся на нулевом делении шкалы дальности. Принятый после отражения от цели импульс усиливается и также подается на экран осциллографа, но этот импульс смещен относительно первого импульса тем сильнее, чем больше время между посылкой и возвращением импульса, т. е. чем дальше отстоит отражающая волны цель от локатора, шкала которого градуируется прямо в километрах дальности до цели.

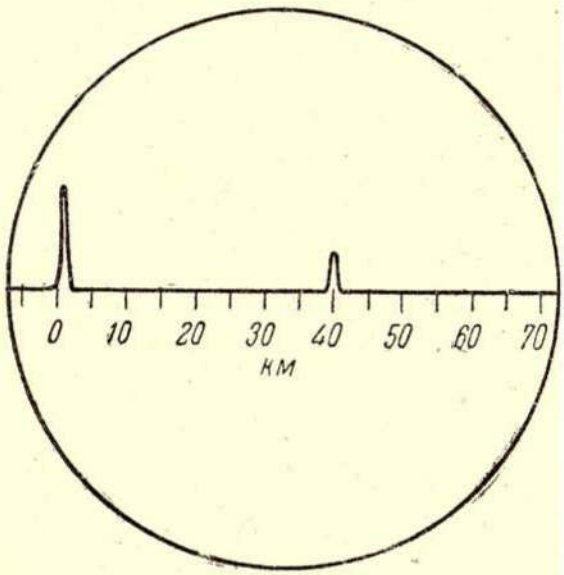


Рис. 14.37. Основной и отраженный импульсы на экране радиолокатора.

Современные большие локаторы могут обнаруживать самолет на расстоянии до нескольких сотен километров. Положение цели определяется углами наклона антенны по высоте и азимуту.

Мощность излучения локатора в импульсе составляет сотни киловатт, однако средняя мощность, ввиду больших перерывов в посылаемых импульсах, весьма незначительна, порядка сотен ватт.

Генерирование сантиметровых и миллиметровых волн производится с помощью специальных конструкций электронных ламп, главным образом магнетронов.

Современная радиолокационная установка является весьма сложным радиотехническим устройством, содержащим десятки и сотни электронных ламп.

Радиолокационная установка в настоящее время применяется не только для обнаружения самолетов и кораблей, но и во многих других случаях. С помощью локаторов наблюдают образование и прохождение облаков, пролет метеоритов в верхних слоях атмосферы и т. д. Локаторами снабжаются самолеты для просматривания земли через облака и в ночное время. Область применения радиолокации становится все более обширной.

UNREGISTERED COPY OF SCANPAPYRUS

ПРЕДМЕТНЫЙ УКАЗАТЕЛЬ

Автотрансформатор 428
Аккумулятор 173
Ампер — единица измерения силы тока 111, 233, 237
Амперметр 116
Ампер на метр — единица измерения напряженности магнитного поля 228
Ампер-секунда — единица измерения заряда 23
Анион 151

Банка лейденская 78
Батарея элементов 141

Валентная зона 356
Валентность 161
Вебер — единица измерения магнитного потока 261, 273
Вибратор Герца 399
Волна де Бройля 252
Вольт — единица измерения потенциала 31, 35
Вольт-амперная характеристика 120, 185, 209
— — анодная 216
— — сеточная 216
Вольт на метр — единица измерения напряженности электрического поля 39
Вольтметр 120, 121, 126
Вольтов столб 13
Восприимчивость атомная 295
— диамагнитная 295
— диэлектрическая 92
— магнитная 260
— парамагнитная 296
Выпрямитель ламповый 213

Гальванометр 115
— баллистический 117
Гальванопластика 165
Гальваностегия 165
Гаусс — единица измерения индукции 260
Генератор Ван-де-Граафа 70
— дуговой Дудделя 399
Генри — единица измерения индуктивности 280
Гидротация ионов 153
Гипотеза Ампера 13
— доменной структуры Розинга 306
Гиромагнитные опыты 290
Гистерезис магнитный 299
— электрический 105
Градиент потенциала 40
Грамм-эквивалент 161
Гранат 360
Грозоотвод 202

Декремент затухания 396
Деполяризация элементов 171
Диамагнетизм 258
Диод 209
Диполь электрический 43
— — в электростатическом поле 47
— —, момент 43
— —, взаимодействие 45
Диссоциация электролитическая 151
— —, степень 154
Диэлектрик 18
Длина диффузионного смещения 378
Домены 104
Дуга электрическая 197

Единица заряда 22
Емкость 74
— конденсатора плоского 76

UNREGISTERED COPY OF SCANPAPYRUS

— — сферического 77
— — цилиндрического 78
— шара 75

Закон Богуславского—Ленгмюра 210
— Больцмана 208
— Видемана и Франца 341
— Вольта 364
— Джоуля—Ленца 14, 127
— — — — в дифференциальной форме 150
— Кулона для взаимодействия зарядов 20, 23
— — — — магнитов 321
— Кюри 296
— Кюри—Вейсса 296
— Лапласа—Био—Савара 230
— Ленца 275
— Ома в дифференциальной форме 149
— — для газов 185
— — — замкнутой цепи 132
— — — участка цепи 120
— — — цепи переменного тока 412
— — — электролитов 156
— Пашена 189
— полного тока 256
— преломления линий напряженности электрического поля 97
— разведения Оствальда 155
— сохранения электрического заряда 20
— Фарадея для электролиза 160
— — — электромагнитной индукции 273
Законы Кирхгофа 136
Заряд пробный 25
— свободный 91
— связанный 91
— точечный 21
— электрический 18
— элементарный 60, 161, 162
Защита электростатическая 67
Зона запретная 354
— проводимости 356
Зонд пламенный 85

Измерение заряда 84, 117
— напряжения 37, 120, 126
— силы тока 115, 126
Изолятор 18
Индукция магнитная 233, 259
— электрическая 64
Ионизационная камера 186
Ионизация 177
— ударом 181
Ионы газа 177
— электролита 151
Истечение с острия 69

Катионы 151
Катодолюминесценция 205
Катод электронной лампы 212
Катушка Разживина 465
Код двоичный 311
Компенсация спинов 302
Конденсатор, зарядка 145
— плоский 76
—, разрядка 146
— сферический 77
— цилиндрический 78
— электролитический 165
Константа равновесия 155
Кратер анода 197
Коэффициент взаимной индукции 279
— диссоциации 154
— объемной ионизации 187
— поглощения металла Аркадьева 460
— полезного действия источника 147
— — — линии передачи 149
— размагничивания 319
— рекомбинации 155
— самоиндукции 281
— трансформации 427
— усиления каскада 219
— — лампы 217
Когерер Бранли 451
Крутизна характеристики 216

Лампа двухэлектродная 209
— дневного света 191
— многосеточная 220
— неоновая 191
— ртутная дуговая 199
— трехэлектродная 215
Лидер 201
Линия индукции электрического поля 52
— напряженности магнитного поля 229
— — электрического поля 27
Лучи каналовые 205
— катодные 203
— положительные 205
Люминофор 191

Магнетон Бора 290
Магнитная вязкость, правило 329
— постоянная 228
— проницаемость 260
Магнитное поле тока 226
— сопротивление 264
Магнитный диполь 233
— момент атомный 258
— — замкнутого тока 227

UNREGISTERED COPY OF SCANPAPYRUS

Тетрод 220
Тлеющий разрядучатель Глаголевой-Ток безватти 447
— вихреэлектрофорная 71
— ка наблюдения доменной структуры электронномикроскопический, Спивака 307
— — — — порошковый Акулова — Биттера 307
— определения периода колебаний магнитной стрелки Гаусса 230
— — э. д. с. источника компенсационный 143
Микрофарада — единица измерения емкости 75
Молекула полярная 152
— неполярная 152
Молизация ионов 153
Молния 199
— искровая 200
— плоская 202
— шаровая 202
Мостик Уитстона 140
Мощность переменного тока 420
— постоянного тока 127

Намагниченность 259
Намагничивание спонтанное 309
— техническое 309
Намотка бифилярная 283
Напряжение 35, 112
— сопротивления 135
— пробоя газа 184
Напряженность поля диполя 44
— электрического поля 25

Обменный интеграл 303
Обратная связь 402
Ом — единица измерения сопротивления 120
Опыт Барнетта 291
— Рике 334
— Эйнштейна и де Гааза 291
Опыты Савари и Федерсена 388
— Толмена — Стюарта — Малиновского 335
— Фарадея 272
— Эйхенвальда 253, 428
Осаждение металлов электролитическое 165
Осциллограф электронный 221
Отношение гиромагнитное 292
Очистка металлов электролитическая 164

Падение напряжения 124
Парапроцесс 309
Парамагнетизм 258
Пентод 221
Печь дуговая 199
Пикофарада — единица измерения емкости 75
Плазма ионная 192
Плотность заряда объемная 49
— — поверхностная 48
— тока 111, 150
— энергии магнитного поля 288
— — электрического поля 88
Поверхность эквипотенциальная 38
Подвижность ионов в газах 179
— — — электролитах 157
Поле диполя 43
— вихревое 437, 443, 444
— заряженной пластины 55
— — сферической поверхности 58
— заряженного проводника 38, 56, 63
— — цилиндра 59
— магнитное 227
— потенциальное 31
— системы зарядов 48
— точечного заряда 41
Полировка металлов электролитическая 165
Поляризация гальванических элементов 171
— дипольная 102
— при электролизе 171
Постоянная времени 146
— электрическая 25
Потенциал 33, 35, 36
— внутренний 207
— в точке магнитного поля 256
— диполя 43
— ионизационный 178
— системы зарядов 38
— химический 347
— электрохимический 168
Поток вектора 54
— сцепления 275
Пояс Роговского 286
Правило буравчика 229
— Введенского 328
— левой руки 234
— правой руки 277
Прецессия вектора намагниченности 294
— Лармора 293
Примесь акцепторная 359
— донорная 359
Принцип Паули 346
— суперпозиции полей 26, 38
Проводимость 120, 126
— активная 417
— газов 1

UNREGISTERED COPY OF SCANPAPYRUS

— лампы 217
— примесная полупроводников 358
— реактивная 417
— собственная полупроводников 358
— удельная 121
— электрохимическая 159, 163
Промежуток искровой 193
Проницаемость диэлектрическая 22
— относительная 22, 84
— магнитная 260
Пьезоэлектрический эффект обратный 106
— — прямой 105
— —, модуль 106

Работа выхода 207
— в электрическом поле 32
— намагничивания 301
— перемагничивания 301
— перемещения проводника с током в магнитном поле 263
Разложение воды электролитическое 165
Размагничивающее поле 319
Разряд в газах 183
— — — дуговой 197
— — — искровой 193
— — — коронный 195
— — —, круксово темное пространство 189
— — — несамостоятельный 178, 184
— — — самостоятельный 178, 186
— — — тлеющий 189
— — —, фарадеево темное пространство 189
Распыление металлов катодное 191
Рассеяние на примесях 360
Рафинирование металлов 164
Реакция химическая вторичная 160
Резонанс парамагнитный Завойского 322
Рекомбинация ионов 153, 178
Релеевская область 308
Решетка атомная ферромагнетика 304

Сантиметр — единица измерения емкости 75
Сверхпроводимость 123
Сегнетоэлектрик 104
Сегнетова соль 104
Сетка управляющая 215
Сила взаимодействия двух разноименно заряженных плоскостей 508
—, действующая на электрический заряд 23, 26, 58
— Лоренца 247
— магнитодвижущая 264
— сторонняя 131
— тока 110
— электродвижущая 131
— электрическая в диэлектрике 97
Сименс — единица измерения проводимости 120
Система единиц Гаусса 241
— — СГСМ 238
— — СГСЭ 22
— — СИ 23
Скачок Баркгаузена 309
Слой электрический двойной 206
Соединение конденсаторов параллельное 79
— — последовательное 80
— сопротивлений параллельное 125
— — последовательное 124
Соленоид 225, 281
— сверхпроводящий 387
Сольватация ионов 153
Сопротивление активное 414
— внутреннее лампы 216
— дополнительное 126
— магнитное 264
— проводника 119
— реактивное 414
— удельное 121
— цепи переменному току полное 414
Спин 258
Спиновый момент электрона 290
Статистика Бозе — Эйнштейна 345
— Ферми — Дирака 345
Стенка Блоха 310
— Нееля 310
Стриммер 194

Тангенс-гальванометр 239
Температура Кюри 297
Теорема Остроградского—Гаусса для вектора $\vec{D}$ 54
— — — — — — $\vec{E}$ 54
Теория атома Бора 289
— доменной структуры Ландау и Лифшица 306
— Кондорского 313
— проводимости Друде—Лоренца—Зоммерфельда 334
— парамагнетизма Ланжевена 295
— сверхпроводимости Боголюбова 386
— ферромагнетизма Нееля 316
Тепловое действие тока 128
Теплота Пельтье 365
— Томсона 371
Термометр сопротивления 123
Термосопротивление 381
Термоэлектронная эмиссия 208
Тесла — единица измерения индукции 233, 261, 274

UNREGISTERED COPY OF SCANPAPYRUS

Тетрод 220
Тлеющий разряд 189
Ток безваттный 423
— вихревой 277
— квазистационарный 112
— кондукционный 295
— молекулярный 259
— насыщения 209
— термоэлектронной эмиссии 209
— Фуко 277
— электрический постоянный 109
Тороид 282
Точка Нееля 317
Транзистор полевой 380
Трансформатор Тесла 453
— Усагина и Яблочкова 425
— — — —, векторная диаграмма 427
Треугольник напряжений 409
— сопротивлений 417
— токов 417
Триод 215
Трубка электроннолучевая 221
Тяжелая вода 165

Уравнение Баркгаузена 218
Уровень Ферми 347
Усиление электрических сигналов 218

Фактор Ланде 292
Фарада — единица измерения емкости 75
Фарада на метр — единица измерения электрической постоянной 24, 77
Феррит-гранат 316
Формула Ампера 233
— Гопкинсона 264
— Томсона 396
— Штейнметца 302
Фотоионизация внутренняя 183
Фотосопротивление 382
Фотоэлемент полупроводниковый 384

Циркуляция вектора напряженности магнитного поля 255
— — — электрического поля 34

Число Авогадро 162

Шунт 126

Электродвижущая сила самоиндукции 280
Энергетическая зона 353
Эрстед — единица измерения напряженности 241
Эквивалент химический 161
— электрохимический 160
Эквивалентная глубина проникновения 462
Экран люминесцирующий 205
Экстраток 281
Электрет 108
Электризация 18
Электрическое поле в диэлектрике 93
— — на границе двух диэлектриков 95
Электроемкость 74
Электродинамическая постоянная 240
Электролиз 159
—, применение 164
Электролит 115
Электрометаллургия 164
Электрометр 37
Электрон 16, 63
Электрон-вольт — единица измерения энергии 33
Электропроводность удельная 121
Электросварка 130
Электрострикция 97
Электрофильтр 196
Электрофор 67
Элемент Вольта 170
— вторичный 173
— гальванический 169
— Даниэля 169
— Лекланше 171
— нормальный 83
— топливный 175
Эмиссия электронов вторичная 182
— термоэлектронная 198, 208
Энергия активации 361
— диполя в электрическом поле 46
— заряженного конденсатора 88
— — проводника 88
— системы зарядов 87
— электрического поля 86
— магнитного поля 288
— электромагнитного поля 455

Явление Холла 343

UNREGISTERED COPY OF SCANPAPYRUS

ОСНОВНЫЕ ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ И МАГНИТНЫЕ ЕДИНИЦЫ

Физическая величина и ее обозначение	Система СИ		Система СГСЭ		Система СГСМ		Система Гаусса	
	Наименование	Размерность	Наименование	Размерность	Наименование	Размерность	Наименование	Размерность
Электрический заряд q	кулон ($к$)	$а \cdot сек$		$см^{3/2} \cdot г^{1/2} \cdot сек^{-1}$		$см^{1/2} \cdot г^{1/2}$		$см^{3/2} \cdot г^{1/2} \cdot сек^{-1}$
Напряженность электрического поля E	вольт на метр ($в/м$)	$в \cdot м^{-1}$		$см^{-1/2} \cdot г^{1/2} \cdot сек^{-1}$		$см^{1/2} \cdot г^{1/2} \cdot сек^{-1}$		$см^{-1/2} \cdot г^{1/2} \cdot сек^{-1}$
Электрическая постоянная ε_0	фарада на метр ($ф/м$)	$ф \cdot м^{-1}$						
Поток электрической индукции N	кулон ($к$)	$а \cdot сек$		$см^{3/2} \cdot г^{1/2} \cdot сек^{-1}$		$см^{5/2} \cdot г^{1/2} \cdot сек^{-2}$		$см^{3/2} \cdot г^{1/2} \cdot сек^{-1}$
Электрическая индукция D	кулон на кв. метр ($к/м^2$)	$к \cdot м^{-2}$		$см^{-1/2} \cdot г^{1/2} \cdot сек^{-1}$		$см^{1/2} \cdot г^{1/2} \cdot сек^{-2}$		$см^{1/2} \cdot г^{1/2} \cdot сек^{-1}$
Э. Д. С., разность потенциалов, напряжение E, U	вольт ($в$)	$вт \cdot а^{-1} = м^2 \cdot кг \cdot а^{-1} \cdot сек^{-3}$		$см^{1/2} \cdot г^{1/2} \cdot сек^{-1}$		$см^{3/2} \cdot г^{1/2} \cdot сек^{-2}$		$см^{1/2} \cdot г^{1/2} \cdot сек^{-1}$
Емкость c	фарада ($ф$)	$к \cdot в^{-1}$		$см$		$см^{-1} \cdot сек^2$		$см$

UNREGISTERED COPY OF SCANPAPYRUS

Физическая величина и ее обозначение	Система СИ		Система СГСЭ		Система СГСМ		Система СГСМ	
	Наименование	Размерность	Наименование	Размерность	Наименование	Размерность	Наименование	Размерность
Ток i	ампер (a)	a		$см^{3/2} \cdot г^{1/2} \cdot сек^{-2}$		$см^{1/2} \cdot г^{1/2} \cdot сек^{-1}$		$см^{3/2} \cdot г^{1/2} \cdot сек^{-2}$
Сопротивление R, r	ом ($ом$)	$в \cdot а^{-1}$		$см^{-1} \cdot сек$		$см \cdot сек^{-1}$		$см^{-1} \cdot сек$
Напряженность магнитного поля H	ампер на метр ($а/м$)	$а \cdot м^{-1}$		$см^{-1/2} \cdot г^{1/2} \cdot сек^{-2}$	эрстед	$см^{-1/2} \cdot г^{1/2} \cdot сек^{-1}$	эрстед	$см^{-1/2} \cdot г^{1/2} \cdot сек^{-1}$
Магнитная постоянная μ_0	генри на метр ($гн/м$)	$гн \cdot м^{-1}$						
Поток магнитной индукции $Ф$	вебер ($вб$)	$в \cdot сек^{-1}$		$см^{1/2} \cdot г^{1/2}$	максвелл	$см^{3/2} \cdot г^{1/2} \cdot сек^{-1}$	максвелл	$см^{3/2} \cdot г^{1/2} \cdot сек^{-1}$
Магнитная индукция B	тесла ($тл$)	$вб \cdot м^{-2} = кг \cdot сек^{-2} \cdot а^{-1}$		$см^{-3/2} \cdot г^{1/2}$	гаусс	$см^{-1/2} \cdot г^{1/2} \cdot сек^{-1}$	гаусс	$см^{-1/2} \cdot г^{1/2} \cdot сек^{-1}$
Индуктивность L	генри ($гн$)	$вб \cdot а^{-1} = м^2 \cdot кг \cdot сек^{-2} \cdot а^2$		$см^{-1} \cdot сек^{-2}$		$см$		$см$
Магнитодвижущая сила E_m	ампервиток ($ав$)	$а$		$см^{3/2} \cdot г^{1/2} \cdot сек^{-2}$	гильберт	$см^{1/2} \cdot г^{1/2} \cdot сек^{-1}$	гильберт	$см^{1/2} \cdot г^{1/2} \cdot сек^{-1}$

UNREGISTERED COPY OF SCANPAPYRUS

СООТНОШЕНИЕ МЕЖДУ ЕДИНИЦАМИ РАЗНЫХ СИСТЕМ

Физическая величина	Единицы СИ	Единицы СГСЭ	Единицы СГСМ
Электрический разряд q	1 кулон	$3 \cdot 10^9$	0,1
Напряженность электрического поля E	1 вольт на метр	$\frac{1}{3 \cdot 10^4}$	10^6
Поток электрической индукции N	1 кулон	$4\pi 3 \cdot 10^9$	$0,4\pi$
Электрическая индукция D	1 кулон на кв. метр	$4\pi 3 \cdot 10^5$	$\frac{10^5}{4\pi}$
Э. Д. С., разность потенциалов, напряжение E, U	1 вольт	$\frac{1}{300}$	10^8
Емкость c	1 фарада	$9 \cdot 10^{11}$	10^{-9}
Ток i	1 ампер	$3 \cdot 10^9$	0,1
Сопротивление R, r	1 ом	$\frac{1}{9 \cdot 10^{11}}$	10^9
Напряженность магнитного поля H	1 ампер на метр	$4\pi 3 \cdot 10^7$	$4\pi 10^{-3}$
Поток магнитной индукции Φ	1 вебер	$\frac{1}{300}$	10^8
Магнитная индукция B	1 тесла	$\frac{1}{3 \cdot 10^6}$	10^4
Индуктивность L	1 генри	$\frac{1}{9 \cdot 10^{11}}$	10^9
Магнитодвижущая сила F_m	1 ампер-виток	$4\pi 3 \cdot 10^9$	$0,4\pi$

UNREGISTERED COPY OF SCANPAPYRUS

ТАБЛИЦА ФИЗИЧЕСКИХ КОНСТАНТ

Заряд электрона	$e = -1{,}60 \cdot 10^{-9} к = -4{,}80 \cdot 10^{-10}$ СГСЭ
Масса электрона	$m = -9{,}02 \cdot 10^{-31}$ кг $= 9{,}02 \cdot 10^{-23}$ г
Удельный заряд электрона	$\frac{e}{m} = 1{,}76 \cdot 10^{11} \frac{к}{кг} = 1{,}76 \cdot 10^{7} \frac{\text{СГСМ}}{г}$
Постоянная Планка	$h = 6{,}62 \cdot 10^{-34}$ дж·сек $= 6{,}62 \cdot 10^{-27}$ эрг·сек
Магнетон Бора	$\mu_B = 0{,}927 \cdot 10^{-23}$ дж/тл $= 0{,}927 \cdot 10^{-20} \frac{эрг}{гс}$
Число Фарадея	$F = 9{,}65 \cdot 10^{7} \frac{к}{к \cdot экв} = 96\,500 \frac{к}{г \cdot экв}$
Электрическая постоянная (диэлектрическая проницаемость вакуума)	$\varepsilon_0 = 8{,}85 \cdot 10^{-12}$ ф/м
Магнитная постоянная (магнитная проницаемость вакуума)	$\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7}$ гн/м

UNREGISTERED COPY OF SCANPAPYRUS

— лампы 217
— примесная полупроводников 358
— реактивная 417
— собственная полупроводников 358
— удельная 121
— электрохимическая 159, 163
Промежуток искровой 193
Проницаемость диэлектрическая 22
— относительная 22, 84
— магнитная 260
Пьезоэлектрический эффект обратный 106
— — прямой 105
— —, модуль 106

Работа выхода 207
— в электрическом поле 32
— намагничивания 301
— перемагничивания 301
— перемещения проводника с током в магнитном поле 263
Разложение воды электролитическое 165
Размагничивающее поле 319
Разряд в газах 183
— — — дуговой 197
— — — искровой 193
— — — коронный 195
— — —, круксово темное пространство 189
— — — несамостоятельный 178, 184
— — — самостоятельный 178, 186
— — — тлеющий 189
— — —, фарадеево темное пространство 189
Распыление металлов катодное 191
Рассеяние на примесях 360
Рафинирование металлов 164
Реакция химическая вторичная 160
Резонанс парамагнитный Завойского 322
Рекомбинация ионов 153, 178
Релеевская область 308
Решетка атомная ферромагнетика 304

Сантиметр — единица измерения емкости 75
Сверхпроводимость 123
Сегнетоэлектрик 104
Сегнетова соль 104
Сетка управляющая 215
Сила взаимодействия двух разноименно заряженных плоскостей 508
—, действующая на электрический заряд 23, 26, 58
— Лоренца 247
— магнитодвижущая 264
— сторонняя 131
— тока 110
— электродвижущая 131
— электрическая в диэлектрике 97
Сименс — единица измерения проводимости 120
Система единиц Гаусса 241
— — СГСМ 238
— — СГСЭ 22
— — СИ 23
Скачок Баркгаузена 309
Слой электрический двойной 206
Соединение конденсаторов параллельное 79
— — последовательное 80
— сопротивлений параллельное 125
— — последовательное 124
Соленоид 225, 281
— сверхпроводящий 387
Сольватация ионов 153
Сопротивление активное 414
— внутреннее лампы 216
— дополнительное 126
— магнитное 264
— проводника 119
— реактивное 414
— удельное 121
— цепи переменному току полное 414
Спин 258
Спиновый момент электрона 290
Статистика Бозе — Эйнштейна 345
— Ферми — Дирака 345
Стенка Блоха 310
— Нееля 310
Стриммер 194

Тангенс-гальванометр 239
Температура Кюри 297
Теорема Остроградского—Гаусса для вектора $\vec{D}$ 54
— — — — — — $\vec{E}$ 54
Теория атома Бора 289
— доменной структуры Ландау и Лифшица 306
— Кондорского 313
— проводимости Друде—Лоренца—Зоммерфельда 334
— парамагнетизма Ланжевена 295
— сверхпроводимости Боголюбова 386
— ферромагнетизма Нееля 316
Тепловое действие тока 128
Теплота Пельтье 365
— Томсона 371
Термометр сопротивления 123
Термосопротивление 381
Термоэлектронная эмиссия 208
Тесла — единица измерения индукции 233, 261, 274

UNREGISTERED COPY OF SCANPAPYRUS